

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası
Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi
Fizika İnstitutu

4

Fizika

Cild

XV

2009

Bakı * Elm

THE NEW METHOD OF THE THERMOMAGNETIC CURRENT CALCULATION. QUANTUM WIRE

R.G. AGHAYEVA

*H.M. Abdullayev Institute of Physics of the NAS of Azerbaijan
Az-1143, Baku, H. Javid ave., 33*

The method of the effective Hamiltonian (MEH) is offered for the calculation of the non-dissipative thermomagnetic current in the quantum wire. This method includes the temperature in the Hamiltonian as opposed to the previous researches. The calculation is done in the coherent-state representation for the parabolic quantum wire and non-degenerate statistics.

Calculated by the instrumentality of MEH the non-diagonal component of the thermomagnetic tensor is in full accord with results obtained previously. It should be noted that MEH needs no account of the electron diamagnetism.

In the presence of an electric field \vec{E} , a temperature gradient ∇T and a magnetic field \vec{H} , the current density has the form

$$j_i = \sigma_{ik} E_k - \beta_{ik} \nabla_k T \quad (1)$$

Here σ_{ik} and β_{ik} are the components of the conductivity tensors. The non-dissipative component of the thermomagnetic tensor β_{yx} was calculated by many authors [1]. But in those papers the temperature was not included in the Hamiltonian because the temperature is related to the statistical force.

The method including the temperature in the Hamiltonian was offered in [2] for a bulk sample. The paper [2] deals with the calculation of the thermomagnetic current based on the assumption that the presence of a temperature gradient in the system is analogous to an effect of a certain effective external electric field. This is one more method of calculating the thermomagnetic current based on the introduction of an effective Hamiltonian. As distinct from [2] the purpose of the present paper is using given method for the one of the nanoelectronics main object, the quantum wire (see for example [3]).

All the calculation in this paper are made in the basis of coherent states.

Let the sample of the crystal wherein the external strong magnetic field \vec{H} is directed along the z axis be limited by

the planes $x = x_i = -\frac{1}{2}L_x$ and $x = x_f = \frac{1}{2}L_x$, $y_i = -\frac{1}{2}L_y$

and $y_f = \frac{1}{2}L_y$, $z_i = -\frac{1}{2}L_z$ and $z_f = \frac{1}{2}L_z$. The sample is placed in a thermostat so that for all the points of the space with $x \leq -\frac{1}{2}L_x$ the temperature is kept constant and equal to

$T = T_0 = \text{const}$, and for all the points of the space with $x \geq \frac{1}{2}L_x$

$T = T_f = \text{const}$. The temperature gradient in the sample is directed along the x axis, i.e. $T = T(x)$ for all points satisfying

the inequality $-\frac{1}{2}L_x < x < \frac{1}{2}L_x$.

Let as suppose that we have to deal with a weakly non-uniform system. Then the temperature deviation from its equilibrium magnitude is small, say, in the simplest case of constant temperature gradient

$$T(x) = T_0 \left[1 + \delta \left(x L_x^{-1} + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (2)$$

where $\delta \ll 1$.

By assumption $T = T(x)$ and does not depend on y or z . Then in the absence of the external electric field (electrostatic potential $\varphi = 0$) and the chemical potential $\xi = \text{const}$ we derive from (1) and (2)

$$j_y = -\beta_{yx} \frac{\partial T(x)}{\partial x} = -\beta_{yx} \frac{\delta T_0}{L_x} \quad (3)$$

We calculate this current, starting from the well known expression

$$j_y = -enTr\hat{\rho}\hat{v}_y \quad (4)$$

where $(-e)$ is the electron charge, n is the density of conductivity electrons, $\hat{\rho}$ is the non-equilibrium electron density matrix:

$$\hat{\rho} = Z^{-1} \exp[-(\hat{H} - \xi)/kT] \quad (5)$$

Here Z is the partition function and k is Boltzmann's constant. In the expression

$$\frac{1}{T} = \left[1 - \delta \left(\frac{x}{L_x} + \frac{1}{2} \right) \right] \frac{1}{T_0} \quad (6)$$

is expanded in $\delta \ll 1$. Henceforth we restrict ourselves to the first-order terms in δ

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - k\vec{r} \cdot \text{grad}T. \quad (7)$$

The second term in equation (7) is connected with the inclusion of the temperature gradient effect on the Hamiltonian of the equilibrium system \hat{H}_0 . By analogy with the electric field, we assume that the temperature is the potential of a certain external field with the intensity, $-\text{grad } T$. The corresponding potential energy takes the form, $-k\vec{r} \cdot \text{grad}T$, with in the case under consideration is reduced to $-k\delta T_0/L_x$. Consequently, in constructing the Hamiltonian

(7) we proceed from the formal correspondence of the electrostatic potential φ with temperature T and the absolute value of the electron charge e with Boltzmann constant k .

Finally, instead of equation (5) we obtain

$$\hat{\rho} = Z^{-1} \exp(-\hat{H}\gamma) \quad (8)$$

where

$$\gamma = (kT_0)^{-1}, \quad \hat{H} = \hat{H}_0 - \xi + \hat{V} \quad (9)$$

$$\hat{V} = \delta\xi \left(\frac{x}{L_x} + \frac{1}{2} \right) - \frac{\delta}{\gamma} \frac{x}{L_x} - \frac{\delta}{2} \left(\hat{H}_0 \frac{x}{L_x} + \frac{x}{L_x} \hat{H}_0 + \hat{H}_0 \right) \quad (10)$$

The Hermiticity of the operator \hat{V} is realized by the symmetrization of the product of the operators \hat{H}_0 and x .

From equation (8) one can see that in the presence of a small and uniform temperature gradient the density matrix of the system is similar to that of this same system in the absence of the temperature gradient, but exposed to an external field whose contribution to the Hamiltonian of the system is given by the operator \hat{V} . It is clear from (10) that \hat{V} is a small perturbation, as it is proportional to the parameter of smallness δ . Hence, we expand the density matrix (8) in a series using perturbation theory and restrict ourselves to a linear approximation of the parameter of smallness:

$$\hat{\rho} = \hat{\rho}_0 + \hat{\rho}_1 \quad (11)$$

where the equilibrium matrix is given by

$$\hat{\rho}_0 = Z^{-1} \exp[-(\hat{H}_0 - \xi)\gamma] \quad (12)$$

and the non-equilibrium addition to the density matrix is

$$\hat{\rho}_1 = -\hat{\rho}_0 \int_0^\gamma d\gamma' \exp(\hat{H}_0\gamma') \hat{V} \exp(-\hat{H}_0\gamma') \quad (13)$$

Starting from the well known expression for the velocity operator

$$\hat{v}_y = (i/\hbar)[\hat{H}, y] \quad (14)$$

we write equation (4) to first order in δ :

$$j_y = -(ien/\hbar) \text{Tr}(\hat{\rho}_0[\hat{H}_0, y] + \hat{\rho}_0[\hat{V}, y] + \hat{\rho}_1[\hat{H}_0, y]) \quad (15)$$

In present paper \hat{H}_0 is

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m} [\hat{p}_x^2 + (\hat{p}_y + m\omega_c x)^2 + \hat{p}_z^2] + \frac{m\omega_0^2(x^2 + z^2)}{2} \quad (16)$$

i.e. we consider a parabolic quantum wire (QW) in a quantizing magnetic field $\vec{H} \parallel z$, and vector potential $\vec{A} = (0, Hx, 0)$. The QW is directed along the y axis, ω_0 characterizes the parabolic potential of the QW, $\omega_c = eH/mc$ is the cyclotron frequency.

The coherent states (CS) for the quantum system described by the Hamiltonian \hat{H}_0 are constructed in [4]. To calculate the current (15), we shall use the following expressions from [4]:

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 &= \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_3 \\ \hat{H}_1 &= \hbar\omega \left(\hat{A}_\alpha^+ \hat{A}_\alpha^- + \frac{1}{2} \right); \quad \hat{H}_2 = \hbar\omega_0 \left(\hat{A}_\beta^+ \hat{A}_\beta^- + \frac{1}{2} \right), \quad \hat{H}_3 = \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \frac{\hat{p}_y^2}{2m} \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \hat{A}_\alpha^\mp &= \frac{1}{\sqrt{2\hbar}} e^{\pm i\omega t} \left[\sqrt{m\omega} (x - \hat{x}_0) \pm \frac{i\hat{p}_x}{\sqrt{m\omega}} \right], \quad \omega^2 = \omega_0^2 + \omega_c^2, \\ \hat{A}_\beta^\mp &= \frac{1}{\sqrt{2\hbar}} e^{\pm i\omega_0 t} \left[\sqrt{m\omega_0} z \pm \frac{i\hat{p}_z}{\sqrt{m\omega_0}} \right], \quad \hat{x}_0 = -\left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \frac{\hat{p}_y}{m\omega_c} \end{aligned} \quad (18)$$

$$[\hat{A}_i^- \hat{A}_k^+] = I, \quad i = \alpha, \beta \quad (19)$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H}_0 \right) \psi = 0, \quad \psi = |\alpha\rangle \langle \alpha| + |\beta\rangle \langle \beta|, \quad |k_y\rangle = e^{ik_y y} \quad (20)$$

$$\hat{A}_\alpha^- |\alpha\rangle = \alpha |\alpha\rangle, \quad \hat{A}_\beta^- |\beta\rangle = \beta |\beta\rangle, \quad \langle \alpha | \alpha \rangle = 1, \quad \langle \beta | \beta \rangle = 1$$

α, β, k_y are the quantum numbers.

To calculate the current we adopt the scheme from [2]: express all quantities of the operators $\hat{A}_\alpha^\pm, A_\beta^\pm$; arrange the operators, replace the operators by their eigenvalues; integrate over α, β, k_y , using the standard integrals. We omit the terms proportional to the product $(\hat{A}^+)^p (\hat{A}^-)^s$ at $p \neq s$ and to k_y^l at $l=1,3,5,\dots$, as they give zero when integrated over α, β , and k_y respectively.

The first term in (15) equals to zero when integrated over k_y . Making the cyclic permutation we transform the second term in (15) to the form

$$Tr \hat{\rho}_0 [\hat{V}, y] = -\frac{\delta}{L_x} Tr \hat{\rho}_0 x [\hat{H}_0, y] \quad (21)$$

Making use of equations (17) x can be expressed in terms $\hat{A}_\alpha^\pm, A_\beta^\pm$:

$$x = \hat{x}_A + \hat{x}_0, \quad \hat{x}_A = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} (e^{i\omega t} \hat{A}_\alpha^+ + e^{-i\omega t} \hat{A}_\alpha^-) \quad (22)$$

The integration over γ' in third term is reduced to

$$Tr \hat{\rho}_1 [\hat{H}_0, y] = -Tr \hat{\rho}_0 \left[\left(\frac{\delta\xi}{L_x} - \frac{\delta}{\gamma L_x} \right) x' - \frac{\delta}{2L_x} (\hat{H}_0 x' + x' \hat{H}_0) - \frac{\delta}{2} \hat{H}_0 \gamma \right] \quad (23)$$

The prime denotes that in \hat{x}_A substitutions $\hat{A}_\alpha^- \rightarrow (C/\hbar\omega) \hat{A}_\alpha^-$, $\hat{A}_\alpha^+ \rightarrow (C/\hbar\omega) \hat{A}_\alpha^+ \exp(\hbar\omega\gamma)$ and $x_0 \rightarrow x_0 \gamma$ must be done,

$$C = 1 - \exp(-\hbar\omega\gamma) \quad (24)$$

Finally from equation (15) we derive

$$j_y = \frac{ien}{\hbar} \frac{\delta\gamma}{L_x} Tr \hat{\rho}_0 (\hat{H}_0 - \xi) \hat{x}_0 [\hat{H}_0, y] \quad (25)$$

From (25) one can see that the zero-order term tends to zero. It is therefore enough to see the equilibrium grand partition function in equation (25).

It is easy to show that

$$[\hat{H}_0, y] = -\frac{i\hbar}{m} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \hat{p}_y \quad (26)$$

Substituting (12), (17), (26), \hat{x}_0 from (18) into (25) and using the scheme for current calculation [2] we finally obtain

$$j_y = \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \frac{nck}{H} \left(\frac{3}{2} - \xi\gamma + \frac{\hbar\omega\gamma}{2} \coth \frac{\hbar\omega\gamma}{2} + \frac{\hbar\omega_0\gamma}{2} \coth \frac{\hbar\omega_0\gamma}{2} \right) \frac{\delta T_0}{L_x} \quad (27)$$

As is seen from the comparison of equations (27) and (3) the coefficient at $(-\delta TL_x^{-1})$ coincides with the expression for β_{yx} .

Taking into account the expressions (43), (46) [2] we may write the entropy S of the parabolic QW directed perpendicular to the quantizing magnetic field. Introducing S in the expression for β_{yx} we derive the well known result for the β_{yx} in the nondegenerate case [5]:

$$\beta_{yx} = -\left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \frac{c}{H} S \quad (28)$$

It should be noted that as opposed to the previous researches (see, for example, [6]) given method of the effective Hamiltonian needs no account of the diamagnetism.

I wish to express my sincere thanks to Acad. Hashimzadeh F.M. for helpful discussion.

-
- [1] B.M. Askerov. Elektronnie yavleniya perenosa v poluprovodnikakh. M., “Nauka”, 1985 (in Russian).
 - [2] R.G. Aghayeva. J. Phys. C: Solid State Phys. 1985, 18, p. 5841-5848.
 - [3] V.N. Lozovskiy i dr. Nanotekhnologiya v elektronike. “Lan”, 2008 (in Russian).
 - [4] R.G. Aghayeva. Fizika, 2006, XII, №1,2, p. 23-26.
 - [5] M.D. Bloch. FTT, 1975, 17, p. 896-903.
 - [6] Yu.N. Obraztsov. FTT, 1964, 6, p. 414-421.

R.G. AGHAYEVA

R.Q. Ağayeva

**TERMOMAQNIT CƏRƏYANLARI HESABLAMAQ ÜÇÜN YENİ METOD.
KVANT MƏFTİLİ**

Kvant məftilində qeyri-dissipativ termomaqnit cərəyanları hesablamaq üçün effektiv Hamiltonian metodu (EHM) təklif edilib. EHM-da mövcud ədəbiyyatdan fərqli olaraq temperatur Hamiltoniana daxil edilib. Hesablamalar koherent hallar təsvirində, parabolik kvant məftili və cırlaşmamış statistika üçün aparılmışdır.

Alınan termomaqnit tenzorunun qeyri-diaqonal tərkib hissəsi başqa üsullarla hesablanmış adı çəkilən tenzorun ifadəsi ilə üst-üstə düşür. Fərqli olaraq, EHM-dan istifadə etdikdə elektron diamaqnetizminin nəzərə alınmasına ehtiyac yaranmır.

Р.Г. Агаева

**НОВЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ТЕРМОМАГНИТНОГО ТОКА.
КВАНТОВАЯ ПРОВОЛОКА**

Для расчета недиссипативного термомагнитного тока в квантовой проволоке предложен метод эффективного гамильтониана (МЭГ). В этом методе в отличие от предшествующих работ удается ввести температуру в гамильтониан. Расчеты произведены в представлении когерентных состояний для параболической квантовой проволоки и невырожденной статистики.

Полученное этим методом выражение для недиагональной компоненты термомагнитного тензора совпадает с известным из литературы выражением. Следует отметить, что при использовании МЭГ не возникает необходимости в учете диамагнетизма электронов.

Received: 17.09.09

MÜXTƏLİF MƏSAMƏ MORFOLOGİYASINA MALİK OLAN MƏSAMƏLİ SİLİSIUM TƏBƏQƏLƏRİNĐE TENZOREZİSTİV EFFEKT

H.Ə. HƏSƏNOV

MTN-in H. Əliyev adına Akademiyası

Elastiki əyilmə deformasiyasının müxtəlif morfolojiyalı və məsamələr ətrafında fərqli yoxsullaşma oblastlarına malik olan məsaməli silisium (MS) təbəqələrinin elektrik xassələrinə təsiri tədqiq edilmişdir. p - və n -tip keçiriciliyə malik olan silisium səthində anod elektrokimyəvi aşınması metodu vasitəsilə formalasdırılmış MS nümunələrin məsaməliliyi 5-68% olmuşdur. Deformasiya zamanı MS-in elektrik keçiriciliyinin dəyişilmə xarakterinin məsaməli materialın struktur xüsusiyyətlərində asılı olması müəyyən edilmişdir. Alınmış nəticələr MS-də yüksəşinması prosesini təsvir edən müxtəlif fiziki modellər vasitəsilə əsaslandırılmışdır.

GİRİŞ

Məsaməli silisium (MS) müasir elektronikanın perspektivli materiallarından sayılır. MS-in heteroepitaksiyada bufer təbəqəsi, yarımkərıcı cihazların aktiv elementləri, ultrasəs elektronikasının tərkib elementləri qismində tətbiq imkanları onun mexaniki xassələrinin tədqiqini zəruri edir. MS-in mexaniki xassələri haqqında informasiya kifayət qədər məhduddur, tenzorezistiv effekt barədə isə ümumiyyətlə, informasiya yoxdur.

Təqdim olunmuş işdə məqsəd - müxtəlif morfolojiyalı və məsaməliliyə malik olan MS təbəqələrində tenzorezistiv effektin kompleks tədqiqidir.

Məlumdur ki, MS-in məsaməliliyi 3%-dən 95%-ə qədər olan geniş intervalda dəyişə bilər. MS-lə aparılan istənilən tədqiqatın mürəkkəbliyi, onun struktur parametrlərinin daim nəzarət altında saxlanılması ilə bağlıdır. [1] işində göstərilmişdir ki, məsaməlilikdən, məsamə morfologiyasından və məsamə ətrafında yoxsullaşmış oblastların yaranma mexanizmində asılı olaraq, MS-i elektrik xassələrinə görə 4 qrupa bölmək olar. Qruplar materialın elektrik keçiriciliyinin qiymətini, onun temperatur və işıqlanmadan asılılığını müəyyən edən yüksəşiyicilərin dreyf mexanizminə görə bir-birindən fərqlənir. 1-ci qrupa aid olan MS-də (MS1) məsaməlilik az, yoxsullaşmış oblastlar olmadığına görə, yüksəşiyicilərin dreyfi monokristal matris boyunca həyata keçirilir və effektiv mühitlər nəzəriyyəsi çərçivəsində «silisium+məsamələr» modeli vasitəsilə təsvir edilir. 2-ci qrupa aid olan MS (MS2) üçün böyük olmayan məsaməlilik və yoxsullaşmış oblastların mövcudluğu xarakterikdir. Yüksəşiyicilərin monokristal matrisin yoxsullaşmamış oblastları boyunca baş verən dreyfi effektiv mühitlər nəzəriyyəsi çərçivəsində « silisium+məsamələr+(yoxsullaşmış oblastlar)» modeli vasitəsilə təsvir olunur. Məsaməliliyi 50%-dən böyük olmayan 3-cü qrupa aid olan MS-də (MS3) yoxsullaşma məsamələrərəsi fəzanı tam əhatə etdiyindən, yüksəşiyicilərin yoxsullaşmış monokristal matris boyunca yerinə yetirilən dreyfi güclü kompensə olunmuş nizamsız kiçik miqyaslı fluktuasiyalara malik olan yarımkərıcılar nəzəriyyəsinin köməyilə izah olunur. 4-cü qrupa aid olan MS (MS4) yüksək məsaməlilik və materialda monokristal matrisdəki silisium nanokristallitlərini örtən elektrokimyəvi reaksiya məhsullarının olması ilə xarakterizə edilir. Anodlaşma şəraitindən asılı olan örtüyün tərkibi amorf hidrogenləşdirilmiş silisium α -Si:H fazasından müxtəlif SiO_x fazalarına qədər dəyişə bilər. Bu halda yüksəşiyicilərin dreyfi ya kifayət qədər aşağımlı α -Si:H fazası boyunca, ya da nanokristallitlər arasında sıçrayışlarla həyata keçirilir.

2-5 sayılı işlərdə göstərilmişdir ki, müxtəlif qruplara məxsus olan MS $450\text{-}500^\circ\text{S}$ -də təsirsiz mühitdə aparılmış ter-

modəmləmə və 2MeV enerjili elektronlarla şüalanma kimi xarici təsirlərə fərqli reaksiya verirlər. Tədqiqat zamanı məqsədimiz iki əsas məsələnin həllinə yönəldilmişdir. Əvvəla, bütün qruplara aid olan MS-də tenzorezistiv effektin hesablanması zəruri idi. Ikincisi, alınmış nəticələrin [1] işində təklif olunmuş model çərçivəsində izah olunması mühüm əhəmiyyət kəsb edirdi. Bu baxımdan ölçmələr MS-li silisiumda, həm də onun formalasdırıldığı müvafiq kristalloqrafik orientasiyaya malik olan monokristal silisiumda da paralel olaraq yerinə yetirildi.

EKSPERİMENT

Məsaməli təbəqələr Unno-Imayı maye kontakt metodu vasitəsilə elektrokimyəvi anod aşınmasının köməyilə alınmışdır [6]. Silisiuma vurulan aşşarın keçiricilik tipinin, elektrolytin tərkibinin, anodlaşma şəraitinin variasiyaları ilə [1] işində təklif olunmuş təsnifatın bütün qruplarına aid olan və məsaməlilikləri 5-68% intervalında dəyişən MS nümunələrinin alınması mümkün oldu. Anodlaşma cərəyanının j sıxlığı və elektrokimyəvi emalın t müddəti 1-ci cədvəldə verilmişdir. MS1, MS2, MS3, MS4 alınması üçün monokristal silisium allığın xüsusi müqaviməti müvafiq olaraq, 0,01; 4,5; 0,01; 0,01 və 0,03 $\text{Om}\cdot\text{sm}$ olmuşdur. MS səthindəki amorflaşmış təbəqə plazmakimyəvi aşılama metodları ilə ləğv edilmişdir. Nümunələrin məsaməliliyi qravimetrik metodla təyin edilmişdir. Alınmış məsaməli təbəqələrin qalınlığı 40-120 μm olmuşdur. Rentgen difraktometriyası metodu vasitəsilə MS4 nümunələrində tərkibinə görə amorf silisiuma bənzəyən elektrokimyəvi reaksiya məhsullarının olması aşkarla çıxarıldı.

MS/MK ikitəbəqəli strukturları və ilkin monokristal silisium allığından $20\times5\text{mm}^2$ ölçülü sınaq təbəqələri kəsilmiş və uzun tərəf monosilisiumun baza kəsiyinə paralel götürülmüşdür. Termovakuum tozlanması metodu ilə MS və MK səthinə yapışdırılmış alüminium kontaktlar 10dəq. müddətində 300°S -də termik təsirə məruz qalmışlar. Yay poladından hazırlanmış lövhəyə yapışdırılan test strukturlarının bir ucu tərpənməz bərkidilmiş, digər ucuna isə sıxlıma və dərtılma deformasiyası yaranan əyilmə təsiri edilmişdir. Nümunənin uzun tərəfi polad lövhənin oxu boyunca yönəlir.

Nisbi deformasiya

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \cdot \frac{ah}{L^3} \cdot c \quad (1)$$

düsturuna əsasən təyin olunur. Burada, a -nümunənin mərkəzindən polad allığın sərbəst ucuna qədər olan məsafə, h

altlığın qalınlığı, L -altlığın uzunluğu, c - əyilmənin şaquli istiqamətdə ədədi qiymətidir. MS-in dərtilması və sixilması ilə müşayiət olunan əyilmə deformasiyasında 1-ci halda $\varepsilon > 0$, 2-ci halda isə $\varepsilon < 0$ olur. Məlumdur ki [7], zəif bir-

cins əyilmədə (elatiki deformasiya) tədqiq olunan nümunənin bütün həcm elementləri monosilisium altlığın kəsiyinin baş kristalloqrafik oxu istiqamətində deformasiyaya uğrayacaqlar.

Cədvəl 1.

Məsaməli təbəqələrin alınma şəraiti və parametrləri

MS qrupu	Altlıq	Alınma şəraiti	P, %	dMS
MS1	n ⁺ - Si<Sb>, (111)	$j=10\text{mA/sm}^2$, $t=40$ dəq. HF-in 48%-li su məhlulu	23	48
MS2	n - Si <P>, (100)	$j=10\text{mA/sm}^2$, $t=30$ dəq. HF-in 48%-li su məhlulu	5	100
MS3	p ⁺ - Si <Sb>, (111)	$j=10\text{mA/sm}^2$, $t=40$ dəq. HF-in 48%-li su məhlulu	20	42
MS4	p ⁺ - Si , (111)	$j=50\text{mA/sm}^2$, $t=10-60$ dəq. HF-in 48%-li su məhlulu: Izotropil spirti	48-60	72-121

Eksperimentdə deformasiyanın $\varepsilon \pm 1 \cdot 10^{-3}$ qiymətləri tətbiq olunmuşdur. Bu faktor MS nümunəsinin məxsusi məkaniki deformasiyasının bir tərtib yüksəldiyindən [8], sonuncunu eksperimental nəticələri təhlil edərkən nəzərə almamaq mümkündür. Test strukturlarının elektrik keçiriciliyi həm qaranlıqda, həm də spektrin görünən oblastında əlavə işıqlanma şəraitində ölçülülmüşdür. Deformasiyaetdirici qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra bütün nümunələrdə elektrik keçiriciliyi öz ilkin- deformasiyaya qədər olan qiymətini bərpa etmişdir. Deməli, deformasiya elastikidir. MS nümunələrində dəfələrlə aparılmış ölçmələrin nəticələrinin üst-üstə düşməsi verilmiş deformasiya intervalında strukturun sabit qalmasını sübut edir. Tenzorezistiv effektin kəmiyyətcə xarakterizə olunması üçün müqavimətin nisbi dəyişməsi ($\Delta R/R_0$) və tenzohəssaslıq əmsalından ($K_T = \Delta R/(R_0 \cdot \varepsilon)$) istifadə edilmişdir. Burada, R_0 - nümunənin ilkin vəziyyətdəki elektrik müqaviməti, ΔR - isə deformasiya zamanı elektrik müqavimətinin dəyişməsidir.

[1] işində təklif olunmuş təsnifata görə qrupların müqavimətləri bir-birindən kəskin fərqləndiyindən, bu qruplara aid olan MS-in elektrik keçiriciliyi müxtəlif üsullarla təyin edilmişdir [3].

ALINMIŞ NƏTİCƏLƏR

n-tip monokristal silisiumda tenzorezistiv effektin ölçmələri göstərdi ki, nümunənin dərtilması ilə müşayiət olunan əyilmə deformasiyاسında elektrik keçiriciliyi azalır; nümunə sixildiqda isə- artır. *p*-tip keçiriciliyə malik olan monokristal silisiumda eks mənzərə müşahidə olunur. Silisium tenzorezistorlar üçün bu hal yaxşı məlumdur [9] və elektron və desik tip keçiriciliyə malik olan silisiumda tenzohəssaslıq əmsalının, müvafin olaraq, mənfi və müsbət qiymətlərinə uyğun gəlir. Deformasiyanın maksimal qiymətində monosilisium və MS/MK (monokristal silisium) strukturu müqavimətlərinin nisbi dəyişməsi 2-ci cədvəldə göstərilmişdir.

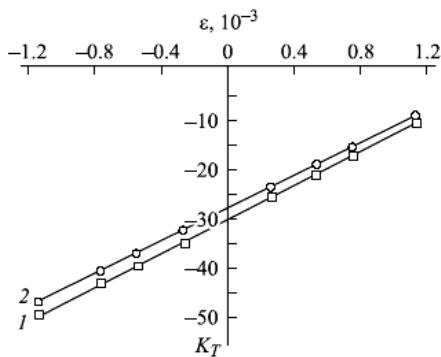
Cədvəl 2.

Deformasiyanın müxtəlif qruplara aid olan MS-lərin və müvafiq monokristal altlığın müqavimətlərinin nisbi dəyişməsinə təsiri

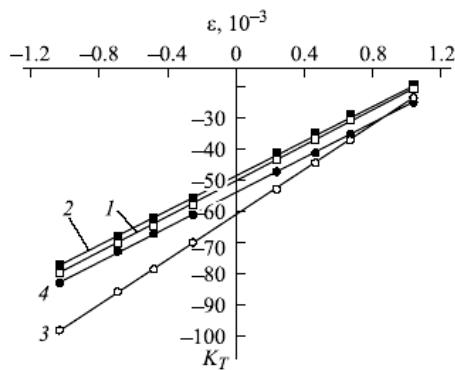
Material	Deformasiya $\varepsilon \approx 10^{-3}$			
	Qaranlıqda		İşıqlanma	
	($\Delta R/R_0$) Sixilma	($\Delta R/R_0$) Dərtılma	($\Delta R/R_0$) Sixilma	($\Delta R/R_0$) Dərtılma
MS1 n ⁺ - Si<Sb>, (111)	0.050	-0.012	0.051	-0.011
	0.046	-0.007	0.044	-0.008
MS2 n ⁺ - Si <P>, (100)	0.098	-0.019	0.082	-0.025
	0.076	-0.019	0.079	-0.017
MS3 p ⁺ - Si , (111)	0.048	-0.010	-0.035	0.120
	-0.032	-0.100	-0.030	0.100
MS4	Tenzorezistiv effekt baş vermir			

Cədvəlin təhlilində görünür ki, MK-ya nisbətən MS-də dəyişmənin xarakteri barədə proqnoz vermək daha çətindir və qaranlıq şəraitində MS1-MS3 nümunələrində, aşqarın növündən asılı olmayaraq, əyilmə deformasiyasında məsaməli təbəqənin sixilması nəticəsində müqavimət artır, dərtilması nəticəsində isə eksinə-azalır. Eksperimentin dəqiqliyi hüdudunda MS4 nümunələrində tenzorezistiv effektin meydana çıxmaması faktını xüsusi qeyd etmək

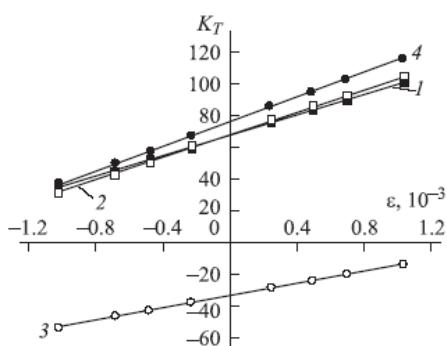
lazımdır. MS1-MS3 nümunələrində K_T əmsalının qiyməti qaranlıqda mənfi olmaqla yanaşı ε -dan asılı olur. MS1, MS2, MS3 nümunələri üçün qaranlıqda və əlavə işıqlanma şəraitində tenzohəssaslıq əmsalının deformasiyadan asılılığı müvafiq olaraq, 1-3-cü şəkillərdə göstərilmişdir. Müqayisə üçün MK-nin analoji asılılığı da bu şəkillərdə verilmişdir.



Şək. 1. MS1-də və ilkin n^+ -Si<Sb> silisiumda K_T tenzohəssaslıq əmsalının deformasiyadan asılılığı. 1- məsaməli silisium, 2- ilkin monokristal silisium.



Şək. 2. MS1-də (3,4) və ilkin silisiumda (1,2) K_T tenzohəssaslıq əmsalının deformasiyadan asılılığı. 1,3-qaranlıq şəraitində; 2,4- əlavə işıqlanma rejimində.



Şək. 3. MS3-də (3,4) və ilkin silisiumda (1,2) K_T tenzohəssaslıq əmsalının deformasiyadan asılılığı. 1,3-qaranlıq şəraitində; 2,4- əlavə işıqlanma rejimində.

ALINMIŞ NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

Deformasiya zamanı MS1-də müqavimətin nisbi dəyişməsi 5%-dən böyük olmamışdır (Çədvəl.2) və monokristal silisiumun analoji parametri ilə, demək olar ki, eynidir. Əlavə işıqlanma tenzoeffektə təsir etmir. MS1 və stibiumla güclü aşqarlanmış ilkin monokristal silisiumun tenzorezistiv xassələrinin bənzərliyini (Şək.1) MS1-də yoxsullaşmış oblastların olmaması ilə izah etmək olar. Bu halda məsaməli materialın xüsusi müqaviməti, effektiv mühitlər nəzəriyyəsinə görə,

$$\rho_{MS} = \rho_{MK} \frac{1+P}{1-P} \quad (2)$$

düsturuna əsasən təyin olunur. Burada, ρ_{MK}, ρ_{MS} - müvafiq olaraq, ilkin MK-nın və məsaməli təbəqənin xüsusi müqavimətləridir. Elastiki deformasiya MS-in P məsaməliliyinə təsir etmədiyindən, (2) düsturuna əsasən, MS1-in və ilkin MK-nın elektrik xassələrinin dəyişməsi eyni xarakterlidir.

MS2 təbəqələri qaranlıqda ilkin MK-ya nisbətən daha böyük tenzohəssaslıq malikdirlər (Şək.2-də 1 və 3 xətləri). Əlavə işıqlanma rejimində MS2-nin tenzohəssaslığı müntəzəm azalaraq, ilkin MK-nın tenzohəssaslığı səviyyəsinə düşür. Ilkin MK-da tenzohəssaslıq əmsalının əlavə işıqlanmadan elə bir güclü asılılığı müşahidə olunmamışdır. Eksperimental faktlar toplusunu məsamələr ətrafında yaranan yoxsullaşmış oblastların olması ilə izah etmək olar. Yoxsullaşmış oblastları nəzərə alıqda, məsaməli materialın xüsusi müqavimətini effektiv mühitlər nəzəriyyəsinin köməyiylə aşağıdakı düstur vasitəsilə təyin etmək olar:

$$\rho_{MS} = \rho_{MK} \cdot \frac{1+P^*}{1-P^*}. \quad (3)$$

Burada, P^* - həm məsamə fəzasını, həm də məsaməətrafi yoxsullaşmış oblastı nəzərə alan effektiv məsaməlilikdir. MS2-də MK-ya nisbətən tenzohəssaslıq əmsalının böyük olması yoxsullaşmış oblastların töhfəsi ilə bağlıdır. Əlavə işıqlanma zamanı K_T -in azalaraq MK-nın analoji parametrinə yaxınlanması yoxsullaşmış oblastlarda yüksəkçiçilərin miqdarının artması nəticəsində effektiv məsaməliliyin azalması ilə əlaqədardır.

Əlavə işıqlanma zamanı MS3-də tenzohəssaslıq əmsalının işarəsinin «+»-dən «-»-yə dəyişməsi hadisəsi müşahidə olunmuşdur. Bundan əlavə, əlavə işıqlanma zamanı məsaməli strukturun tenzohəssaslıq əmsalının qiyməti MK-nın analoji parametrinin yaxın olur. Bu faktı belə izah etmək olar: məlumudur ki [1], $p^+ - Si(B)$ səthində formalasdırılmış azməsaməli silisiumda keçiriciliyin effektiv elektron tipi mövcudur. MS3-ün monokristal matrisində deşik konsentrasiyası kəskin azaldığından, materialın keçiriciliyi məxsus keçiriciliyə yaxınlaşır. Qeyd olunan fakt qaranlıqda tenzohəssaslıq əmsalının mənfi olmasına izah edir. İşıqlanma MS3-də deşiklərin konsentrasiyasını kəskin artırır və keçiricilik deşik tip olur. Termoehq ölçmələri bu faktı sübut edir. Nəticədə K_T əmsali p-tip silisium tenzorezistorlar üçün xarakterik olan müsbət qiymət alır.

Aparılmış tədqiqatlar MS4 təbəqələrində, hətta maksimal deformasiyada da, eksperimentin dəqiqliyi hüdudunda tenzorezistiv effektin olmamasını aşkarla çıxardı. Bu fakt yüksəkçiçilərin dreyfinin silisium nanokristallitlərini bürüyən örtük boyunca həyata keçirilməsi modeli çörçivəsində əsaslandırılır [1,3].

YEKUN

Beləliklə, elastiki deformasiyanın müxtəliv qruplara aid olan MS-lərdə elektrik keçiriciliyinə təsirinin tədqiqinə həsr olunmuş eksperimentlər toplusu qrupların deformasiyaya fərqli reaksiya verməsini göstərdi. Qrupların deformasiyaya reaksiyasının yüksəkçiçilərin nəqlinin [1] işində təsvir olunmuş model əsasında izah oluna bilməsini xüsusi qeyd etmək lazımdır.

-
- [1] H.Ә. Həsənov, R.Ş. Rəhimov. Bakı, Bakı Universitetinin Xəbərləri, fizika-riyaziyyat elmlər seriyası, 2008, №1, səh.134-140.
 - [2] H.Ә. Həsənov. Fizika, 2007, XIII cild, №5, səh.88-92.
 - [3] H.Ә. Həsənov. Bakı, «AzTU-nun mətbəəsi», Azərbaycan Texniki Universiteti, «Elmi əsərlər», Fundamental elmlər, 2007, VI cild(24), №4, səh.25-29.
 - [4] H.Ә. Həsənov. Fizika, 2008, XIV cild, №1,səh.22-26.
 - [5] H.A.Hasanov, M.I. Murquzov, R.Sh. Rahimov. Volt-ampere characteristic of test structures with thick layers of porous silicon. Materialı pyatoy mejdunarodnoy nauçno-texniçeskoy konferensii «Aktualniye problemləri fiziki» posvəşennoy 85-letiyu Qeydara Aliyeva,
 - [6] Bakı, «VIP TREYD LTD» MMÇ nəşriyyatı, 2008, səh.244-246.
 - [7] H.Ә. Həsənov, A.Y. Həşimova. Milli Aviasiya Akademiyasının Elmi Əsərləri, Bakı, «VIP TREYD LTD» MMÇ nəşriyyatı, 2007, №2, səh. 34-50.
 - [8] E.V. Kuçis. Qalvanomaqnitniye effekti i metodı ix issledovanija. M., Radio i svyaz, 1990, 245s. (Rusca)
 - [9] H.Ә. Həsənov, M.I. Murquzov, R.Ş. Rəhimov. Məsaməli silisium (MS) səthində formalasdırılmış alüminium təbəqələrin strukturunun tədqiqi. S. Hacievin 80 illik yubileyinə həsr olunmuş «Fizikanın müasir problemləri» II Respublika konfransının materialları, Bakı, «Bakı Universiteti» nəşriyyatı, noyabr, 2008,səh.26-29.
 - [9] H.A. Hasanov. Fizika, 2008, XIV cild, №4, səh.31-33.

Н.А. Hasanov

TENSORESISTIVE EFFECT IN POROUS SILICON FILMS WITH DIFFERENT MORPHOLOGY

The influence of bending elastic deformation on the electrical conductivity of porous silicon with different pore morphology and different properties of depleted regions around the pores is investigated. Porous layers with the porosity of 5-68% are obtained by the method of anodic electrochemical pickling on silicon plates of p- and n-types of conductivity. It is shown that the character of observable conductivity changes of porous silicon at deformation depends on structure peculiarities of porous material. Different physical models of carrier transfer in porous silicon are used for the explanation of obtained results.

Г.А. Гасанов

ТЕНЗОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В СЛОЯХ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ С РАЗЛИЧНОЙ МОРФОЛОГИЕЙ

Исследовано влияние упругой деформации изгиба на электропроводность пористого кремния с различной морфологией пор и с различными свойствами обедненных областей вокруг пор. Пористые слои были сформированы методом анодного электрохимического травления на кремниевых пластинах р- и п-типа проводимости и обладали пористостью 5-68%. Показано, что характер наблюдаемых изменений электропроводности пористого кремния при деформации зависит от особенностей структуры пористого материала. Для объяснения полученных результатов используются различные физические модели переноса носителей заряда в пористом кремнии.

Received: 02.10.2009

EXACT SOLUTION OF NON-ABELIAN CONFORMAL AFFINE TODA MODEL

M.A. MUKHTAROV

*Institute of Mathematics and Mechanics
370602, Baku, F.Agaev str. 9, Azerbaijan*

The discrete symmetry transformation method has been applied for non-abelian conformal affine Toda models.

1. Toda Field Theories can be divided into three categories; each one exhibiting nice characteristic properties. First, associated to the finite simple Lie algebras, there are the Conformal Toda models, which are conformally invariant 1+1 field theories. Even more, they permit the construction of extensions of the Virasoro algebra including higher spin generators, namely W-algebras. The second class of theories are the Affine Toda models, based on loop algebras, which can be regarded as a perturbed Conformal Toda model where the conformal symmetry is broken by the perturbation while the integrability is preserved [1]. One of their main properties is that they possess soliton solutions. These two classes of models are called abelian or non-abelian referring to whether their fields live on an abelian or non-abelian group [2, 3, 4, 5]. Finally, the conformal symmetry can be restored in the abelian Affine Toda models just by adding two extra fields which do not modify the dynamics of the original model; one of these fields is a connection whose only role is to implement the conformal invariance. These are the so called Conformal Affine Toda models [6, 7], and they are based on a full Kac-Moody algebra; moreover, they are integrable [8], and have soliton solutions [9]. In fact, many properties of the Affine Toda models can be more easily understood by considering them as the Conformal Affine Toda models with the conformal symmetry spontaneously broken.

At the same time the problem of constructing of the solutions of self-dual Yang-Mills (SDYM) model and its dimensional reductions, the one dimensional WZNW model in our

case, in the explicit form for arbitrary semisimple Lie algebra, rank of which is greater than two, remains important for the present time. The interest arises from the fact that almost all integrable models in one, two and (1+2)-dimensions are symmetry reductions of SDYM or they can be obtained from it by imposing the constraints on Yang-Mills potentials [10-27].

Two effective methods of generating of the exact solutions, the Riemann Hilbert Problem formalism [20] and the discrete symmetry transformation method [22], have been applied to Toda like systems. This work is devoted to construct a group theoretical background of earlier considerations.

2. The two-loop WZNW model was reduced [28] to generalized non-abelian conformal affine Toda model:

$$\partial_+(\partial_-BB^{-1}) = [\Lambda_{-l}, B\Lambda_lB^{-1}] \quad (2.1)$$

which can also be written as

$$\partial_-(B^{-1}\partial_+B) = -[\Lambda_l, B^{-1}\Lambda_{-l}B] \quad (2.2)$$

On the other hand, the one dimensional reduction of self duality equations obtained in [20] are the equations for the element f , taking values in the semisimple algebra,

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + 2\frac{\partial f}{\partial r} - [H, [H, f]] - 2[X^-, [X^+, f]] - 2[X^+, [X^-, f]] + 2[[\frac{\partial}{\partial r} - H, f], [X^+, f]] = 0 \quad (2.3)$$

Here H, X^\pm are generators of $A_1(SL(2, C))$ algebra

$$[X_M^+, X^-] = H, [H, X^\pm] = \pm 2X^\pm$$

embedded to gauge algebra in the half-integer way. Let's rewrite (2.3) in the equivalent form:

$$[\frac{1}{2}(\frac{\partial}{\partial r} + H) - [X^+, f], -\frac{1}{2}[\frac{\partial}{\partial r} - H, f] + X^-] - \frac{1}{2}[\frac{\partial}{\partial r} - H, f] + X^- = 0$$

This equation after changing the variable $t = \ln r$ has the following form

$$[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2}H - [X^+, f], -\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{2}[H, f] + X^-] - \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{2}[H, f] + X^- = 0 \quad (2.4)$$

Introducing the notation

$$\tilde{F} = e^{\frac{1}{2}Ht} \left(-\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{2} [H, f] + X^- \right) e^{-\frac{1}{2}Ht}, \quad (2.5)$$

$$F = e^t \tilde{F} = -e^t \frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + e^t [H, \tilde{f}] + X^- = 0$$

multiplying (2.4) from the left side by $e^{\frac{1}{2}Ht}$ and from the right side by $e^{-\frac{1}{2}Ht}$, we obtain

$$\frac{\partial \tilde{F}}{\partial t} - [[e^{\frac{1}{2}Ht} X^+ e^{-\frac{1}{2}Ht}, e^{\frac{1}{2}Ht} fe^{-\frac{1}{2}Ht}], \tilde{F}] + \tilde{F} = 0$$

Due to the evident equality

$$e^{\frac{1}{2}Ht} X^+ e^{-\frac{1}{2}Ht} = e^t X^+$$

the last equation can be rewritten in a form

$$\frac{\partial \tilde{F}}{\partial t} - e^t [[X^+, \tilde{f}], \tilde{F}] + \tilde{F} = 0, \quad (2.6)$$

where

$$\tilde{f} = e^{\frac{1}{2}Ht} fe^{-\frac{1}{2}Ht}.$$

In terms of these notations we have from (2.5) the following expression

$$\tilde{F} = -\frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + [H, \tilde{f}] + X^- e^{-t} = 0$$

Let's introduce the notation

Then (2.6) has a form

$$\frac{\partial F}{\partial t} + [A, F] = 0, \quad , \quad (2.7)$$

$$\text{where } A = -e^t [X^+, \tilde{f}].$$

The equation (2.7) is one-dimensional evolution equation defined by Lax pair operators and it is one of the principal criteria of equations integrability.

From the presentation (2.5) it is followed that

$$\frac{\partial}{\partial t} spF^n = 0, \text{ for } \forall n$$

and solution of the equations can be found in a form

$$F = \varphi F_0 \varphi^{-1}, \quad (2.8)$$

where $\varphi(t)$ takes values in the corresponding Lie group and $F_0 = F|_{t=0}$.

From equation (2.7) and presentation (2.8) it is directly followed the expression for the operator A :

$$A = \varphi' \varphi^{-1} \quad (\varphi' = \frac{\partial \varphi}{\partial t}) \quad (2.9)$$

Let's consider the commutator of F with X^+ :

$$\begin{aligned} [X^+, F] &= [X^+, X^-] - e^t \frac{\partial}{\partial t} [X^+, \tilde{f}] + e^t [X^+, [H, \tilde{f}]] = \\ &= H - e^t \frac{\partial}{\partial t} [X^+, \tilde{f}] - 2e^t [X^+, \tilde{f}] + e^t [X^+, [H, \tilde{f}]] = \\ &= H - \frac{\partial}{\partial t} (e^t [X^+, \tilde{f}]) - e^t [X^+, \tilde{f}] + [H, e^t [X^+, \tilde{f}]]. \end{aligned}$$

Taking into account (3.6) and (3.7) the last expression can rewritten in a form

$$[X^+, \varphi F_0 \varphi^{-1}] = H - (\varphi' \varphi^{-1})' - \varphi' \varphi^{-1} + [H, \varphi' \varphi^{-1}].$$

Making the substitution $\varphi = e^{Ht} q$ and introducing a new variable $\tau = e^{-t}$, we have

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial q}{\partial \tau} q^{-1} \right) = [q F_0 q^{-1}, X^+] \quad (2.10)$$

Equation (2.10) is one-dimensional generalized non-abelian conformal affine Toda model as it is obviously seen from eq. (2.1).

3. Let's consider the two-dimensional generalization of the eq. (2.10):

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial q}{\partial z} q^{-1} \right) = [q F_0 q^{-1}, X^+] \quad (3.1)$$

It can be shown that the equation (3.1) can be further reduced to the form

$$2\partial_z \partial_{\bar{z}} f = [f_z, f_{\bar{z}}] \quad (3.2)$$

The next question how to obtain from this solution new solutions using the discrete symmetry transformation. For the case of algebra $A_1(SL(2, C))$, $f = f^- X^- + f^0 H + f^+ X^+$, it takes a form:

$$\begin{aligned}
 F^- &= \frac{I}{f^+} \\
 \frac{\partial F^0}{\partial z} &= (f^0 - F^0 + I) \frac{\partial \ln f^+}{\partial z} - \frac{\partial f^0}{\partial z} \\
 \frac{\partial F^0}{\partial \bar{z}} &= (f^0 - F^0 - I) \frac{\partial \ln f^+}{\partial \bar{z}} - \frac{\partial f^0}{\partial \bar{z}} \\
 \frac{\partial F^+}{\partial z} &= (f^0 - F^0 + I)^2 \frac{\partial \ln f^+}{\partial z} - 2f^+(f^0 - F^0 + I) \frac{\partial f^0}{\partial z} - (f^+)^2 \frac{\partial f^-}{\partial z} \\
 \frac{\partial F^+}{\partial \bar{z}} &= (f^0 - F^0 - I)^2 \frac{\partial \ln f^+}{\partial \bar{z}} - 2f^+(f^0 - F^0 - I) \frac{\partial f^0}{\partial \bar{z}} - (f^+)^2 \frac{\partial f^-}{\partial \bar{z}}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Here $f(f^+, f^0, f^-)$ is considered to be a known solution of equation (3.2) and $F(F^+, F^0, F^-)$ is one to be determined.

The equations (3.3) can be solved (integrated) completely in the case of the following initial conditions:

$$\begin{aligned}
 f^0 &= \begin{pmatrix} \tau & \alpha^0 \\ 0 & -\tau \end{pmatrix}, \\
 \partial_z \partial_{\bar{z}} \tau &= 0, \quad \partial_z \partial_{\bar{z}} \alpha^0 = \partial_z \alpha^0 - \partial_{\bar{z}} \alpha^0
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Using the conformal invariance of the equations (3.2) we can take the solution of the equation for τ in the form $\tau = z + \bar{z}$. The result of integration of (3.4) may expressed in terms of a solutions of the following system of linear equations

$$\begin{aligned}
 \partial_z \alpha^l - 2\alpha^l &= \partial_z \alpha^{l+1}, \\
 -\partial_{\bar{z}} \alpha^l - 2\alpha^l &= \partial_{\bar{z}} \alpha^{l+1}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

and is given by

$$f_-^n = \frac{\text{Det}_{n-1}(\alpha)}{\text{Det}_n(\alpha)}, \quad f_0^n = \frac{\check{\text{Det}}_n(\alpha)}{\text{Det}_n(\alpha)}, \quad f_+^n = \frac{\text{Det}_{n+1}(\alpha)}{\text{Det}_n(\alpha)} \tag{3.6}$$

$(\text{Det}_{-1} = \check{\text{Det}}_0 = 0, \text{Det}_0 = 1)$, where $\text{Det}_n(\alpha)$ are the minors of order n of the following matrix:

$$\alpha = \begin{pmatrix} \alpha^0 & \alpha^1 & \alpha^2 & \dots & \dots \\ \alpha^1 & \alpha^2 & \alpha^3 & \dots & \dots \\ \alpha^2 & \alpha^3 & \alpha^4 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

Here α^l are the solutions of the linear system (3.5) and $\check{\text{Det}}_n(\alpha)$ denotes that in the last row of the corresponding matrix the indices of α^l have been increased by one.

-
- [1] T.Eguchi and S-K.Yang, Phys. Lett. 224B (1989) 373-378; T.J. Hollowood and P. Mansfield, Phys. Lett. 226B (1989) 73-79.
 - [2] A.N. Leznov and M.V. Saveliev, Commun. Math. Phys. 89 (1983)59-75; Theor. Mat. Phys. 54 (1983)209-217.
 - [3] A.N. Leznov and M.V. Saveliev, Group Theoretical Methods for Integration of Non Linear Dynamical Systems; Progress in Physics 15 (Birkhauser, Basel, 1992).
 - [4] J.L. Gervais and M.V. Saveliev, Phys. Lett. 286B (1992)271.
 - [5] J. Underwood, Aspects of non abelian Toda theories, hep-th/9304156.
 - [6] H. Aratyn, L.A. Ferreira, J.F. Gomes and A.H. Zimerman, Phys. Lett. 254B (1991) 372-380
 - [7] O. Babelon and L. Bonora, Phys. Lett. 244B (1990)220-226.
 - [8] A. Aratyn, L.A. Ferreira, J.F. Gomes and A.H. Zimerman, The conserved charges and integrability of the Conformal Affine Toda Models, to appear in Mod. Phys. Lett. A, hep-th/9308086.
 - [9] H. Aratyn, C.P. Constantinidis, L.A. Ferreira, J.F. Gomes and A.H. Zimerman, Nucl. Phys. B406 [FS](1993)727-770
 - [10] R.S. Ward, Phil. Trans. R. Soc. Lond.A315, 451 (1985); Lect. Notes Phys., 1987, 280, 106; Lond. Math. Soc. Lect. Notes Ser., 1990, 156, 246.
 - [11] L.J. Mason and G.A. Sparling, Phys. Lett., 1989, A137, 29; J. Geom. and Phys., 1992, 8, 243.
 - [12] S. Chakravarty, M.J. Ablowitz and P.A. Clarkson, Phys. Rev. Lett., 1990, 1085.
 - [13] I. Bakas and D.A. Dapireux, Mod. Phys. Lett., 1991, A6, 399.
 - [14] M.J. Ablowitz, S. Chakravarty and L.A. Takhtajan, Comm. Math. Phys., 1993, 158, 1289.
 - [15] T.A. Ivanova and A.D. Popov, Phys. Lett., 1992, A170, 293.
 - [16] L.J. Mason and N.M.J. Woodhouse, Nonlinearity 1, 1988, 73; 1993, 6, 569.
 - [17] M. Kovalyov, M. Legare and L. Gagnon, J. Math. Phys., 1993, 34, 3425.

M.A. MUKHTAROV

- [18] *M. Legare and A.D. Popov.* Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1994, 59, 845.
- [19] *A.A. Belavin and V.E. Zakharov.* Phys. Lett., 1978, B73, 53.
- [20] *A.N. Leznov and M.A. Mukhtarov.* J. Math. Phys., 1987, 28 (11), 2574; Prepr. IHEP, 1987, 87-90. Prepr. ICTP 163, Trieste, Italy, 1990; J. Sov. Lazer Research, 13 (4), 284, 1992.
- [21] *A.N. Leznov.* IHEP preprint-92/87, 1990.
- [22] *A.N. Leznov, M.A. Mukhtarov and W.J. Zakrzewski.* Tr. J. of Physics 1995, 19, 416.
- [23] *M.A. Mukhtarov.* Fizika, 2002, v. 5, N 2, 38.
- [24] *M.A. Mukhtarov.* Fizika, 2002, v. 5, N 3, 3.
- [25] *V.G. Knizhnik and A.B. Zamolodchikov,* Nucl. Phys. B247 (1984) 83.
- [26] *F. Bastianelli,* Nucl. Phys. B361 (1991) 555.
- [27] *A.A. Tseytlin,* Nucl. Phys. B411 (1994) 509.
- [28] *M.A. Mukhtarov.* Fizika, 2008, v. 14, N 4, 37.

M.A. Muxtarov

TODUN QEYRİ-ABEL KONFORM AFİN MODELİNİN DƏQİQ HƏLLİ

Diskret simmetriya çevrilmələri metodu Todun qeyri-Abel conform afin modeli üçün tətbiq edilmişdir.

M.A. Мухтаров

ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ НЕАБЕЛЕВОЙ КОНФОРМНОЙ АФФИННОЙ МОДЕЛИ ТОДА

Метод преобразований дискретной симметрии применен для неабелевых конформных аффинных моделей Тода.

Received: 18.09.09

THE INFLUENCE OF BACKGROUND AEROSOL ON SPECTRAL TRANSPARENCY OF URBAN AIR

F. I. ISMAYILOV

Institute of Ecology of ANAS, 3123, S.S. Akhundov str., 1, corpus 2, Baku

The relations between distribution of city aerosol particles on dimensions and spectral transparency of aerosol layer of atmospheric air pollution in Baku city conditions. The power and logarithmically-normal functions are used for city aerosol modeling.

INTRODUCTION

The urban air transparency essentially depends on background aerosol pollution layer which forms during many decades [1-3]. The optically active particles of submicron dimension range with particle dimensions from $r=0,1\mu m$ up to $r=1\mu m$ having the atmospheric nature origin are the main components of background aerosol [1,4].

The spectral transparency method is the important investigation one of polydisperse structure (distribution on dimensions) of aerosol particles in natural conditions of their existence and influence evaluation of aerosol on optical thickness of atmospheric air. This method is connected with use of natural data on spectral transparency of aerosol medium with the purpose of practical problem solving of light diffusion theory of aerosol particles [4,5].

In the present paper the big massive actinophotometric measurement data of Sun direct radiation carried out in Baku is used with the purpose of parameterization of spectral transparency dependence of urban background aerosol and its microstructural parameters. The measurements are carried out with the help of apparatus with accuracy not more than 3% considered in [6].

CALCULATION TECHNIQUE

Initial relations. The aerosol particle dimension distribution is its important characteristics.

1. Yung's power law is often used for the description of spectrum of aerosol particle dimensions [4]:

$$dN/dlgr = Cr^{-b}, \quad (1)$$

where C constant of L^{b-3} dimensionality depends on N particle concentration and b exponent defines the distribution curve inclination.

2. The asymmetry of observable aerosol dimension distributions is more satisfactory approximated by logarithmically normal function [1]:

$$f(lnr) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\nu} \exp\left[-\frac{1}{2\nu^2} \ln^2 \frac{r}{r_m}\right], \quad (2)$$

where r_m is particle modal radius, ν is distribution half-width which is close to 0,7 for submicron particles [1].

The estimations of N_c aerosol particle cumulative concentration are often used for comparison of different models of their dimension distribution (polydisperse structure) [4]:

$$N_c = \int_r^{r_0} \frac{\partial N}{\partial r} dr, \quad (3)$$

where r_0 is given particle radius value.

The (1) and (2) distributions will be used for calculation of polydisperse characteristics of light diffusion: τ_λ is optical thickness and transparency $T=\exp(-\tau_\lambda)$ of urban background aerosol. These characteristics are defined by measurement data of S_λ brightness in dependence on m atmosphere optic mass to Sun direction by Buger-Lambert method [2,3]. Let's suppose that polydisperse composition of aerosol particles in limits of urban background aerosol layer is homogeneous one the height of which achieves 1km [1,4]. Then according with Mie light diffusion theory we obtain [4]:

$$\tau_\lambda = N \int_{r_1}^{r_2} Q(\rho, n) \pi r^2 f(\ln r) d \ln r. \quad (4)$$

Here we will use Van den Hulst approximation [4] for calculation of $Q(\rho, n)$ diffusion efficiency factor:

$$Q(\rho, n) = 2 - \frac{4}{\psi} \sin \psi + \frac{4}{\psi^2} (1 - \cos \psi). \quad (5)$$

Here $\psi=2\rho(n-1)$; $\rho=2\pi r/\lambda$ is Mie parameter, n is real refraction index.

Calculation formulas. To find (1) and (2) distribution parameters the integral equation (4) is solved by inverse problem method [4].

After substitution r by ρ the formula [4] is easily transformed to following form [4]:

$$\tau_\lambda = 0,434\pi C (\lambda/2\pi)^{2-b} K, \quad (6)$$

where

$$K = \int_{\rho_1}^{\rho_2} Q(\rho, n) \alpha^{1-b} d\rho. \quad (7)$$

As calculations show integral (7) in visible spectral region practically doesn't depend on λ light wavelength and (6) formula coincides with known Angstrom formula [4]:

$$\tau_\lambda = C_1 \lambda^{-b_1} \quad (8)$$

where $b_1 = b-2$, C_1 coefficient doesn't depend on λ .

From formula (6) one can estimate the power distribution parameters (1). Index b is found from the ratio of τ_λ values simultaneously measured on two wavelengths:

$$\frac{\tau_{\lambda_1}}{\tau_{\lambda_2}} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{2-b}. \quad (9)$$

C sedate distribution coefficient is obtained by formula:

$$C = \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{b-2} \frac{\tau_\lambda}{\pi K}. \quad (10)$$

In case of distribution (2) the formula (4) is reduced to the form:

$$\tau_\lambda = \pi N K(\lambda), \quad (11)$$

where

$$K(\lambda) = \int_{\rho_1}^{\rho_2} r^2 Q(\rho, n) f(r) dr. \quad (12)$$

Here for n given refractive indexes τ_λ reversion is carried out by optimal parameterization method [5] from following minimization condition at different λ_i wavelengths:

$$\sum_{i=1}^{i_0} [\tau_{\lambda i} - \tau_{\lambda i}^*]^2 = \min$$

(13)

where τ_λ is measured characteristics and τ_{λ}^* is model one.

As optimization criteria the following functional is used:

$$F(r_m) = \sum_{i=1}^n \left[\frac{\tau_{\lambda i}}{\tau_{\lambda \max}} - \frac{\tau_{\lambda i}^*}{\tau_{\lambda \max}^*} \right]^2,$$

(14)

where λ_{\max} corresponds to maximal $\tau_{\lambda i}$. It is obvious that value of this difference doesn't depend on N and it is only r_m function. The N value is estimated on formula:

$$N = \sum_{i=1}^n \tau_\lambda K(r_m^*, \lambda_i) / \sum_{i=1}^n K^2(r_m^*, \lambda_i). \quad (15)$$

CALCULATION RESULTS

The initial data of measurements of τ_λ optical thickness (also T_λ which is transparency) of urban background aerosol are defined by inclination of Burger curve ($\ln S_\lambda$ dependence on m) [4] (fig.1). Firstly the values of constants b and C of power distribution are calculated according to these data by formulas (9) and (10) and the parameter values, r_m modal radius, N nominal concentration of aerosol particles are found by reversion of τ_λ by formulas (14), (15).

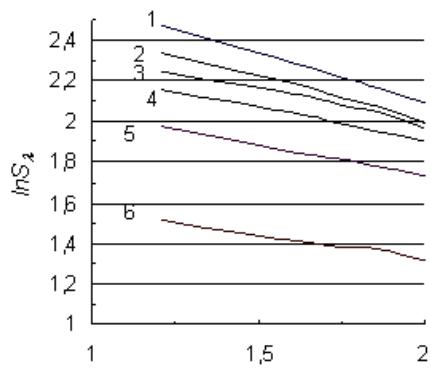


Fig.1. Burger mean curves: 1 is $\lambda=0,45 \mu\text{m}$; 2 is $\lambda=0,5 \mu\text{m}$; 3 is $0,55 \mu\text{m}$; 4 is $\lambda=0,65 \mu\text{m}$; 5 is $\lambda=0,7 \mu\text{m}$; 6 is $\lambda=0,85 \mu\text{m}$ (Baku, 2006-2007 г., August, before afternoon).

The numerical values of b , C and N parameters are given in table 1. As it is seen from this table at different λ the estimations of b degree of distribution (1) are very close between each other and it shows the homogeneity of polydysperse composition of aerosol particles. Simultaneously C coefficient connected with particle concentration slowly decreases at the transition into IR spectral region. It is obvious that this is connected with decrease of Mia parameter; the aerosol is more active in visible spectral region.

The estimations of b , C , $(\mu\text{m})^b \cdot \text{cm}^{-3}$ and $N(\text{cm}^{-3})$ parameters.

$\lambda, \mu\text{m}$	0,45	0,50	0,55	0,65	0,70	0,85	Aver.
B	3,011	3,105		3,008	3,015	3,022	3,032
$C \cdot 10^{11}$	3,889	3,475	3,188	2,591	2,460	2,021	2,937
$N \cdot 10^3$	9	8	8	5	4	3	7

The particle power distribution constructed on fig.2 is satisfactory described by following function.

$$dN/dnr = 2,94r^{-4,03}. \quad (16)$$

Here $b_1=4,03$ degree takes the value attached to urban aerosol [4]. The curve of logarithmically-normal distribution (2) for different model aerosol particle sizes is given on fig.3.

Let's compare the influence of choice of two most different aerosol models (1) and (2) by N_c (fig.4) concentration value and τ_{λ_i} , T_λ (рис.5) light diffusion characteristics. The N_c cumulative concentrations of aerosol particles for these aerosol models defined by data of figures 2 and 3 are given on fig.4. From this figure it is seen that the main contribution to concentration give the small particles. In the comparison with (2) distribution in case of distribution (1) N_c concentration is decreased one and it strongly decreases with

THE INFLUENCE OF BACKGROUND AEROSOL ON SPECTRAL TRANSPARENCY OF CITY AIR

particle dimension growth. Simultaneously as it follows from fig.5 in the comparison with measurement values, τ_λ calculation values become increased ones but T_λ transparency calculation values become decreased. According to results of other works [4] the power distribution can be used for description of narrow interval of aerosol particle dimensions. This distribution for strong increase of big particle concentrations with their dimension growth is used with high accuracy. From comparison of measured and calculated data of τ_λ , T_λ characteristics it follows that distribution of urban background aerosol best of all is approximated by logarithmically normal curve.

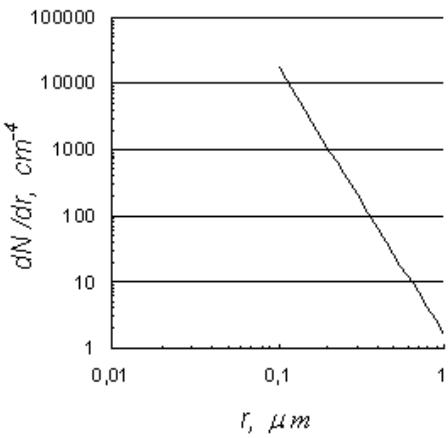


Fig.2.Power dimension distribution of aerosol particles on table 1 data.

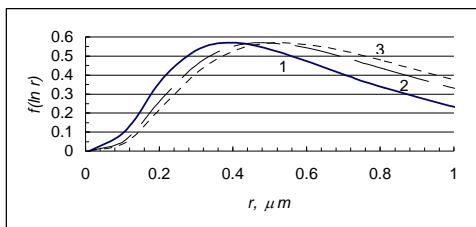


Fig.3.Logarithmically normal dimension distribution of aerosol particles: 1is $r=0,30$; 2 is $r=0,389$; 3 is $r=0,530$.

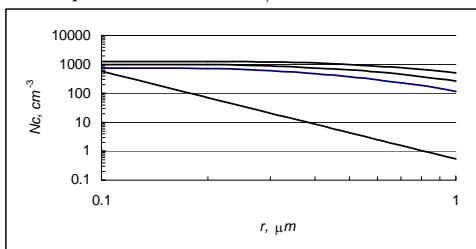


Fig.4. Aerosol cumulative concentration:1is on (1) model; 2-4 is on (2) model at $v=0,7$; 2 is $r_m=0,30 \mu m$, 3 is $r_m=0,389 \mu m$, 4-is $r_m=0,530 \mu m$.

For Baku conditions the background concentration of atmospheric aerosol achieves to $N=7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ value in the mean. For pure atmosphere the aerosol concentration doesn't

exceed $N=3,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ value in the mean [1,4]. From this it follows that Baku urban air is always characterized by higher concentration of background aerosol.

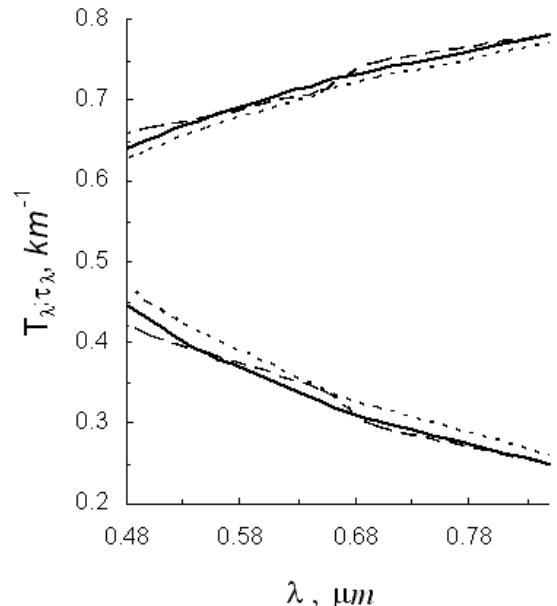


Fig. 5. The influence of aerosol model choice on T_λ transparency and τ_λ optical thickness in visible region:
experimental data; aerosol model --by formula (2); ---by formula (1) (Baku, August, before afternoon).

COMPARISON OF EXPERIMENTAL AND CALCULATED DATA

The comparison of calculated and empirical data of spectral transparency of aerosol layer over Baku is given in table 2. For chosen aerosol models the accuracy of calculated data is least one from violet spectral region.

The difference between empirical and calculated data decreases with wave length increase at the transition into red spectral region. It is obvious that this is connected with revealing of Forbs effects which are amplification of absorption effects for more short waves of light radiation.

In aerosol particle dimension interval $r=(0,1 - 1) \mu m$ under consideration the best correspondence of calculated and empirical data takes place for logarithmically normal distribution. The accuracy of calculated data for power distribution doesn't exceed the accuracy of empirical data. However, in this case as it follows from fig.4 at calculations the values of small aerosol particle concentrations increase and concentration values of more big particles decrease. From this it follows that power distribution according to formula (16) is really used for simplifying of calculations of spectral transparency of urban background aerosol.

Table 2.

Comparison of theoretical and empirical values of spectral transparency of background atmospheric aerosol over Baku
($n = 1,5$; $N = 7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$; $b = 3,03$)

$\lambda, \mu m$	Empirical	Calculated (aerosol model by (1) formula)	Difference, %	Calculated (aerosol model by (2) formula)	Difference, %
0,45	0,623	0,605	2,9	0,641	2,8

0,50	0,651	0,638	2,0	0,664	2,0
0,55	0,679	0,665	2,1	0,685	1,0
0,65	0,721	0,709	1,7	0,713	1,0
0,70	0,739	0,728	1,5	0,745	0,08
0,85	0,780	0,770	1,3	0,775	0,06

concentration achieves $N = 7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and approximately exceeds the background concentrations of aerosol particles out of city condition in 2 times.

3. The background aerosol of Baku atmospheric air is satisfactory approximated by logarithmically normal function. The power function with exponent $b=3,03$ can be used to simplify the calculations of background aerosol transparency

CONCLUSION

1. The background aerosol pollution significantly influences on Baku atmospheric air transparency the spectral transparency of which decreases and changes in interval 0,6-0,8 at transition from visible region into neighbor IR spectral region.

2. The background level of Baku atmospheric aerosol

-
- [1] S.K. Friedlander. *Smoke, dust and haze: fundamentals of aerosol dynamics*. New York, Oxford University Press, 2000
 - [2] C. P. Jacobides, Michael D. Steven, D. N. Asimakopoulos. *Journal of Applied Meteorology*, vol. 39, N. 6, p. 917–930.
 - [3] F.I. Ismailov. J. “Fizika”, Baku, 2003, IX, № 2, p. 7-9.
 - [4] E. Mc Cartney. *Optics of The atmosphere*. M.: Izd. «Mir», 1979, c.311.
 - [5] Distancionniye metodi issledovaniya atmosferi. Pod. red. V.E. Zueva. Novosibirsk, 1980, s.27. (in Russian).
 - [6] F.I. Ismailov. J. “Fizika”, Baku, 2002, v. VIII, № 1, p.47-49.

F.İ. İsmailov

ŞƏHƏR HAVASININ SPEKTRAL ŞƏFFAFLIĞINA AEROZOL FONUNUN TƏSİRİ HAQQINDA

Bakı şəhərinin şəraitində atmosfer havasının aerozol örtüyünün spektral şəffaflığı və şəhər aerozolu zərrəciklərinin ölçülərinə görə paylanması arasında əlaqələr tədqiq edilir. Şəhər aerozolunun modelləşdirilməsi üçün üstlü və loqarifmik normal funksiyadan istifadə edilir.

Ф.И. Исмаилов

О ВЛИЯНИИ ФОНОНОВОГО АЭРОЗОЛЯ НА СПЕКТРАЛЬНУЮ ПРОЗРАЧНОСТЬ ГОРОДСКОГО ВОЗДУХА

Изучаются соотношения между распределением частиц городского аэрозоля по размерам и спектральной прозрачностью аэрозольного слоя загрязнения атмосферного воздуха в условиях города Баку. Для моделирования городского аэрозоля используется степенная и логарифмически - нормальная функция.

Received: 24.07.09

(CdTe)_{1-x}(Sb₂Se₃)_x BƏRK MƏHLULUNUN FİZİKİ XASSƏLƏRİ
(x=0.0; 0.5; 1.0÷3.0 MOL%)

N.M. ORUCOV, T.M. PƏNAHOV, A.O. MEHRABOV, M.Q. SƏFƏROV
*AZ – 1073, A.Sultanova 5, Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti
 1143, Bakı, H.Cavid, 33, AMEA Kimya problemləri İnstitutu*

Ərintinin bircinsli sahəsindən(CdTe əsasında bərk məhlullarının) 200 – 500 K intervalında elektrofiziki xassələri öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, 1,0 və 3,0 mol% Sb₂Se₃ tərkibli nümunələr 350 və 380K – də keçiricilik işarəsinə görə inversiyaya məruz qalır. 0,5; 1,0; və 3,0 mol% Sb₂Se₃ tərkibli nümunələrin və CdTe – un özünün Volt – amper və Lyüks – amper xarakteristikaları ölçülmüşdür.

Ərintilərin elektrofiziki və fotoelektrik xassələri paralel-lepiped şəklində müstəvə lövhələrdə ölçüləri $2x \sim 5,5 \pm 2,8 - 9(\text{mm})^3$ olan qabaqcadan cilalanmış və hamarlanmış nümunələrdə aparılmışdır. Elektrofiziki nümunələrin uzunluğu boyunca kristallaşma istiqamətinə paralel aparılmışdır.

1) (CdTe)_{1-x}(Sb₂Se₃)_x ərintilərinin termo - e.h.q.-nin tədqiqi.

Termo - e.h.q.-nin ölçülüməsi kompensasiya metodu ilə aparılmış, belə ki, nümunələrin uc hissəsinə iki eyni xromel - aliumel termocütləri bərkidilmiş və peçin köməyi ilə nümunənin ucunda olan kontaktların biri ilə temperatur qradienti 10 - 15K-də yaradılmışdır. İstilik (balansının) selenin sabit qalması üçün hər bir ölçmədən əvvəl 20 - 30 dəqiqə ərzində verilmiş temperatur düşgüsünə diqqət verilməlidir. Nümunələrin termo - e.h.q.-si əmsali otaq temperaturu və ondan aşağı temperaturda 1,0 və 3,0 mol % Sb₂Se₃ tərkibli nümunələr keçiricilik işarəsinə görə uyğun olaraq inversiyaya məruz qalırlar.

Göstərilənlərdən başqa nümunələrin termo - e.h.q.-si ilə temperatur arasında asılılıq əyirləri aşırılmış əyirlərlə dəyişir. Belə ki, məsələn, 200 ÷ 300K - də əhəmiyyətsiz, sona 400K-ə qədər kəskin azalır, 400 - 450K - də artır.

Ərintilərin termo - e.h.q.-si 1,0 və 3,0 mol% Sb₂Se₃ tərkibli nümunələr üçün, keçiricilik işarəsinin inversiyasından sonra bir qədər azalaraq, yenidən 430K - nə qədər mütləq qayı-

mətəcə artır, sonra isə azalmağa başlayır. Termo - e.h.q.-nin temperaturundan asılılığı, temperaturunun 200K-dən ~ 450K-nə qədər artması zamanı termo - e.h.q.-nin zəif azalmasını sübut edir. Bu yüklerin cüzi miqdardında termoaktiv səpilmə mərkəzlərinin əmələ gəlməsini göstərir.

2) Nümunələrin volt - amper xarakteristikası (VAX).

Ərintilərin CdTe əsasında bərk məhlul sahəsində 1,0 və 3,0 mol % Sb₂Se₃ tərkibli nümunələri və CdTe -un özü üçün [1]-də göstərilən metodikaya əsasən volt - amper xarakteristikası ölçülmüşdür.

Müəyyən olunmuşdur ki, ərintilərin (VAX)-sinin xətti asılılığı 10B-a qədərdir. (VAX)-in düzxətti asılılıqdan meyli

$$J_f = aL^n \quad (1)$$

Düsturu ilə təyin olunur. (1)-də $n = \tan \alpha$.

Müəyyən olunmuşdur ki, tədqiq olunan ərintilərin volt - amper xarakteristikası subxəttidir. Bu onu göstərir ki, onlarda qaranlıq səviyyələrin sayı çox azdır.

3) Nümunələrin lüks - amper xarakteristikası(LAX)

1,0 və 3,0 mol % Sb₂Se₃ tərkibli nümunələrin (LAX)-in ölçülüməsi, 100lk işıqlanmadada 10B gərginlikdə [2]-də göstərilmiş metodika əsasında ölçülmüşdür. Nümunələrin əsas işıqtexniki parametrləri ölçülmüşdür. (cədvəl 1).

CdTe əsasında nümunələrin 300K-də optik xassələri

Tərkib, mol%		$S \cdot 10^4$, m ²	U, B	E, lk	$\Phi \cdot 10^6$, lm	J, mkA	Λ , mkm	$K \cdot 10^4$, $\frac{mkA}{lm \cdot B}$	ΔE , eB
CdTe	Sb ₂ Se ₃								
100	-	56	10	100	56	16,6	1,0	2,96	1,03
99,5	0,5	51	10	100	51	20	0,9	3,92	1,20
99,0	1,0	53,3	10	100	53,3	14,3	0,7	2,68	1,50
97,0	3,0	54	10	100	54	12,5	1,2	2,31	0,98

Məlumdur ki, A^{II} B^{VI} [3] tipli bir sıra yarımkəcəricilərin, enerjisi qadağan olunmuş zonanın enindən az enerjili fotonlarla həyəcanlandırıldıqda iki qat qarşılıqlı təsir əmələ gətirir ki, bu da eyni zamanda stimullaşdırma yaradır və foton cərəyanı sönür. Qadağan olunmuş zonanın enindən çox enerjili fotonlardan ibarət işıqla işıqlandırıldıqda elektron deşik cütü, qeyri əsas daşıyıcıların konsentrasiyası və əsas daşıyıcılar əmələ gəlir. Bu həssaslığın atmasına gətirib çıxarır. Bu, (təcrübə) praktiki olaraq Sb₂Se₃ ≤ 1 mol % - qədər tərkibdə baş verir.

Lokal mərkəzlər arasında və daşıyıcıların sərbəst zonaları arasında aşkar həyəcanlanmadada bir neçə elektron keçidləri reallaşır. Belə ki, belə həyəcanlanmanın təsiri həmişə bir qıymətli olmur.

NƏTİCƏ

1) Bircinsli sahədən (CdTe əsasında bərk məhlulun) 200-500K [4] intervalında elektrofiziki xassələri öyrənilmişdir.

2) Müəyyən olunmuşdur ki, 1,0 və 3,0 mol % Sb₂Se₃ tərkibli nümunələr, 350 - 380K-də, keçiricilik işarəsinə görə inversiyaya məruz qalırlar.

3) 1,0 və 3,0 mol % Sb₂Se₃ tərkibli nümunələrin və CdTe-un özünün volt - amper və lüks - amper xarakteristikaları ölçülmüşdür.

4) 1,0 və 3,0 mol % Sb₂Se₃ tərkibinin dəyişməsində nümunələrin həssaslığı 2,96-dan $2,31 \frac{mkA}{lm}$ - ə qədər dəyişir.

- [1] *T. Moss, G. Barral, B. Emis.* Poluprovodnikovaya optoelektroniki. M.: Mir, 1976. s 431.
- [2] *V.E. Lamkarev, G.A. Fedorus.* Izv. AN SSSR, ser. fizich. 1952. t. 16. №1, s. 921.
- [3] *I.V. Potikovich, A.V. Lyubchenko, L.A. Boreyko.* Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1971. t5 v. 10. s. 1992.
- [4] *N.M. Orujev, M.G. Safarov, A.O. Mekhrabov, I.G. Ibaev.* Aktualnie problemi fiziki. Trudi pyatoy mejdunarodnoy nauchno-tehnicheskoy konferentsii. (25 - 27 iyunya). 2008 g, Baku, s. 326.

N.M. Orujov, T.M. Panakhov, A.O. Mehrabov, M.G. Safarov

**PHYSICAL PROPERTIES OF SOLID SOLUTIONS $(\text{CdTe})_{1-x}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)$
($x=0.0; 0.5; 1.0 \div 3.0$ mol%)**

Electro-physical properties of alloys from homogeneity region (solid solutions based on CdTe) to 200-500K region are studied. It is established that samples containing 1.0 and 3.0 mole % Sb_2Se_3 at 350 and 380 K are exposed to inversion of the conductivity sign. Volt-ampere and lux-ampere characteristics of samples containing 0.5; 1.0; and 3.0 mole% of Sb_2Se_3 and CdTe itself are taken.

Н.М. Оруджев, Т.М. Панахов, А.О. Мехрабов, М. Г.Сафаров

**ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(\text{CdTe})_{1-x}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)$
($x=0.0; 0.5; 1.0 \div 3.0$ mol%)**

Изучены электрофизические свойства сплавов из области однородности (твердых растворов на основе Cd Te) в области 200 – 500 К. Установлено, что образцы содержащие 1,0 и 3,0моль% Sb_2Se_3 при 350 и 380 К подвергаются инверсии знака проводимости. Сняты вольт – амперные и люкс – амперные характеристики образцов, содержащих 0,5; 1,0 и 3,0 моль% Sb_2Se_3 и самого Cd Te.

Received: 08.07.09

THERMODYNAMIC PROPERTIES OF TiSnSe_2 AND Ti_2SnSe_3 COMPOUNDS

I.A. ALIYEV, K.A. ASKEROVA, S.D. ABDULLAYEVA, N.A. ALIYEVA, A.A. MAGERRAMOV

Institute of Physics of Azerbaijan Academy of Sciences

Baku,,H.Javid ave., 33

The temperature and concentration dependences of electromotive force (E.M.F.) for alloys of SnSe – TiSe system have been investigated in temperature interval 300-420K. The values of Gibbs energy, enthalpy and entropy of compound formation of TiSnSe_2 and Ti_2SnSe_3 compositions have been calculated from temperature dependence equation of E.M.F. The absolute entropies and enthalpies of phase atomization characterizing the chemical bond strength have been also obtained.

The state diagram of TiSe-SnSe system is characterized by compounds of TiSnSe_2 and Ti_2SnSe_3 compositions (fig.1) which are semiconductors [1].

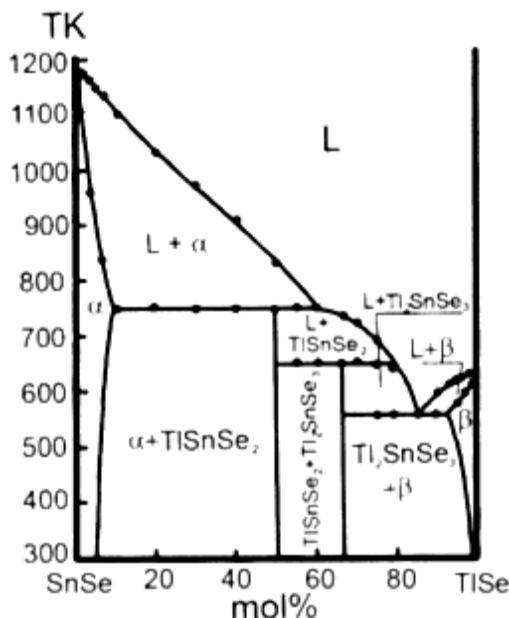


Fig.1. State diagram of SnSe – TiSe system

The method of thermoelectromotive forces (E.M.F.) the principal foundations of which is described in work [2] has been chosen by us for investigation of above mentioned thermodynamic properties. E.F.M of electrochemical chains which are concentration ones with respect to electrodes at 300÷420K are measured



where x is mole fraction of TiSe in the alloy. The electrolyte is the dehydrated sweet solution of potassium chloride (4 weight%) and thallium chloride (0,1 weight%).

The investigations are carried out in the correspondence with state diagram within the separate phase fields. The samples for experiment are prepared by the allowing of thallium and tin selenides previously synthesized from elementary components (thallium, selenium, tin) in the quartz ampoules evacuated up to residual pressure 10^{-4} millimeter of mercury during 8 hours at temperature 900÷1000K. After synthesis the samples are treated by annealing during 100 hours at 600K. The electrodes are prepared by pressing of powders of investigated samples.

The measured dependence E.M.F on the composition confirms the state diagram constructed earlier by DTA and DTPh methods and microhardness measurements [1]. The

E.M.F. data collection for each heterogeneous region is processed simultaneously and then the equations of E.M.F. dependence on temperature are worked out (fig.2 and 3).

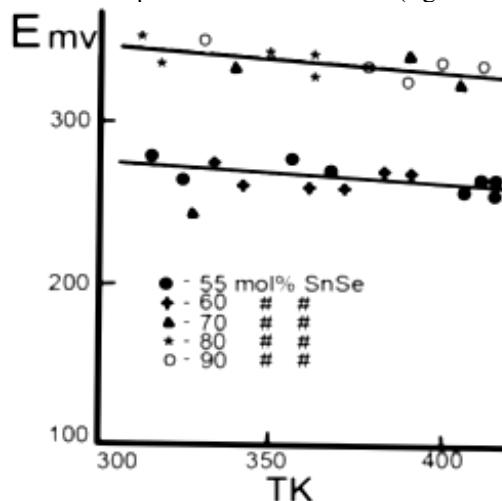


Fig.2. The dependence of E.M.F. on temperature of SnSe – TiSe system alloys.

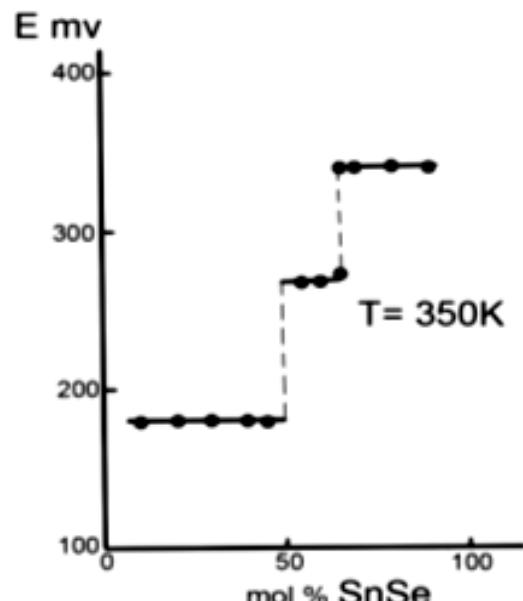


Fig.3. The concentration dependence of E.F.M. on temperature of SnSe – TiSe system alloys.

The method of least quadrates [3] is used at experiment data processing.

The experimental results of temperature dependence of E.M.F. for each heterogeneous region of system state diagram are given in the table 1.

Table 1.

Experimental dependence $E = f(T)$

Phase region	Temperature interval K	Potential generating reaction	$E = f(T), V$
SnSe – TlSnSe ₂	300 – 420	TlSe + SnSe = TlSnSe ₂	(0,3741-0,096·T·10 ⁻³) ± 4·10 ⁻³
TlSnSe ₂ – Tl ₂ SnSe ₃	300 – 420	TlSe + TlSnSe ₂ = Tl ₂ SnSe ₃	(0,3067-0,1023·T·10 ⁻³) ± 4·10 ⁻³

The sequential combining of $E=f(T)$ equations and application of known relations of thermodynamics:

$$\Delta G^\theta = -Z\cdot F\cdot E, \quad \Delta S^\theta = zF\cdot(dE/dT)p,$$

$$\Delta H^\theta = zF\cdot[(dE/dT)p] - E$$

allow us to calculate the standard thermodynamic forming functions of triple compound TlSnSe₂ and Tl₂SnSe₃ from elements in hard state. The necessary reference data are taken from [4-7]. The values of Gibbs energy, enthalpy and entropy of formation and also values of atom formation heat of TlSnSe₂ and Tl₂SnSe₃ triple compounds are presented in table2.

Table 2

Thermodynamic formation functions of TlSnSe₂ and Tl₂SnSe₃ compounds at 298K

Compound	$-\Delta G^\theta$	$-\Delta H^\theta$	ΔH^{am}	$-\Delta S^\theta$	S^θ
	kJ/mol	kJ/mol	J/mol·K	J/mol·K	J/mol
TlSnSe ₂	124,36±1,42	127,91±14,11	982,6	9,37±2,62	183,66±2,62
Tl ₂ SnSe ₃	151,07±1,70	157,08±17,20	1379,3	19,23±4,18	280,39±4,18

CONCLUSION

The thermodynamic investigations of SnSe – TlSe system is carried out by E.F.M. measuring method of concentration electrochemical chains and its state diagram is proved. The

data on Gibbs energy, enthalpy and entropy of formation, absolute atom formation entropy and enthalpy characterizing the of chemical bond strength for TlSnSe₂ and Tl₂SnSe₃ triple compounds are obtained.

- [1] D.R. Spitzer. J. Phys. Chem. Sol., 1970,v. 31, №1, p.19-40.
- [2] Ya.I. Gerasimov, A.V. Nikolskaya, V.A. Geyderikh, A.S. Abbasov, R.A. Vecher. V. sb. «Khimicheskiye svyaz v poluprovodnikakh i tverdikh telakh», Minsk, «Nauka i tekhnika», 1965, str. 113-121. (in Russian).
- [3] V.V. Nalimov. «Primeneniye matematicheskoy statistiki pri analize veshhestva», Moskva, «Nauka», 1960, 273 стр. (in Russian).
- [4] K.S. Mills. "Termodynamic data for inorganic sulfides, selenides and tellurides", London, Batterwords, 1974
- [5] Spravochnik «Termodinamicheskiye konstanti veshhestv», pod. red. V.P. Glushko, t.VII, Moskva, 1978. (in Russian).
- [6] O. Kubashevskiy, E. Evans. «Termokhimiya v metallurgii», Moskva, In. literatura, 1982. (in Russian).
- [7] A.S. Abbasov. «Termodinamicheskiye svoystva poluprovodnikovikh veshhestv», Baku, «Elm», 1981. (in Russian).

İ.Ə. Əliyev, K.A. Əskərova, S.D. Abdullayeva, N.A. Əliyeva, A.Ə. Məhərrəmov

TlSnSe₂ VƏ Tl₂SnSe₃ BİRLƏŞMƏLƏRİN TERMODİNAMİK XƏSSƏLƏRİ

İlk dəfə olaraq SnSe – TlSe sistemində Elektrik Hərəkət Qüvvəsinin temperaturdan (300-420K) və qatılıqdan asılılığı öyrənilmişdir. TlSnSe₂ və Tl₂SnSe₃ birləşmələrin əmələ gələnə Qibbs enerjisi, entalpiyası, atomizasiya enerjisi hesablanmışdır.

И.А. Алиев, К.А. Аскерова, С.Д. Абдуллаева, Н.А. Алиева, А.А. Магеррамов

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ TlSnSe₂ И Tl₂SnSe₃

В интервале температур 300-420К получены данные по температурной и концентрационной зависимостей Э.Д.С. сплавов системы SnSe – TlSe. Из уравнения температурной зависимости Э.Д.С. рассчитаны значения энергии Гиббса, энталпии и энтропии образования соединений составов TlSnSe₂ и Tl₂SnSe₃. Определены также абсолютные энтропии и энталпии атомизации фаз, характеризующие прочность химической связи.

Received: 14.07.09

THE HEAT CAPACITY AND PHASE TRANSITION IN CoFe_2Se_4 CRYSTALS

A.M. ABDULLAYEV, E.M. KERIMOVA, A.K. ZAMANOVA

H.M. Abdullayev Institute of Physics of Azerbaijan NAS

AZ 1143, Baku, H. Javid ave., 33

The heat capacity of CoFe_2Se_4 crystals in interval 55-300K is investigated. The $C_p(T)$ dependence reveals the anomaly showing on the presence of ferromagnetic phase transition in interval 108-135K. The anomaly maximum value is at $T_c \approx 128\text{K}$ temperature. The values of ΔQ energy and ΔS entropy of phase transition, the coefficients of thermodynamic potential are obtained. The small value $\frac{\Delta S}{R} = 0,22$ testifies to the effect that this transition is to transitions of displacement type. The behavior of anomalous heat capacity near T_c is satisfactorily described by Landau's theory of phase transitions.

The neutron diffraction studies [1] show that CoFe_2Se_4 is ferromagnetic compound with Curie temperature $T_c = 125\text{K}$ which has the monoclinic structure (space group $C_{2/m} = C_{2h}^3$) with $M_3\Box X_4$ -type of ordered vacancy (\Box is vacancy). The superstructure vacancy in CoFe_2Se_4 corresponds to NiAs lattice type.

The heat capacity of CoFe_2Se_4 in interval 55-300K is investigated in the present paper. The semi-crystal samples of CoFe_2Se_4 are synthesized by melting of corresponding components in evacuated quartz ampoules. The X-ray structure analysis allows us to define the nature of homogeneous phase and lattice parameters of CoFe_2Se_4 samples at investigation $a=0,615\text{ nm}$, $b=0,355\text{ nm}$, $c=1,095\text{ nm}$ and $\beta=91^\circ 55'$ which coincide with data [1].

The heat capacity of CoFe_2Se_4 crystals is measured on adiabatic calorimeter installation used earlier in [2]. The absolute error in temperature definition is $\pm 0,01\text{ K}$. The relative error in heat capacity definition at $T > 50\text{K}$ doesn't exceed 0,3%.

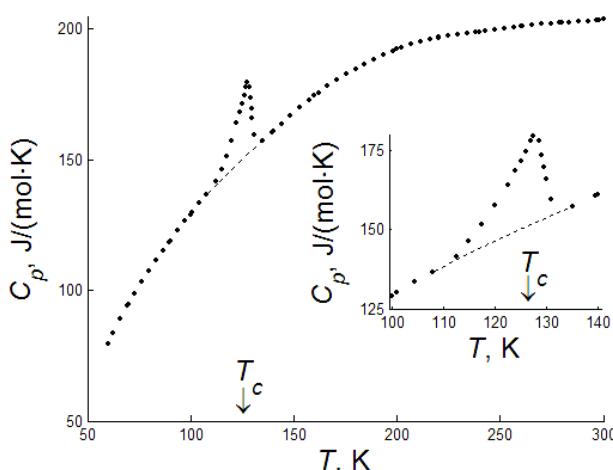


Fig. 1. $C_p(T)$ dependence for CoFe_2Se_4 .

The investigation results of heat capacity of CoFe_2Se_4 crystals are presented on fig.1. As it is seen from fig.1, $C_p(T)$ dependence reveals the anomaly showing on the presence of ferromagnetic phase transition in 108-135K interval [1]. The anomaly maximum value is at temperature $T_c \approx 128\text{K}$.

The excess heat capacity exists higher than T_c in interval 128-135K in symmetric phase. The extrapolation $C_p(T)$ (the dotted line on fig.1) in 108-135K is carried out with the help

of approximation by cubic splines and the regular (ΔC_{p0}) and anomalous (ΔC_p) deposits of heat capacity (fig.1) are divided where $\Delta C_p = C_p - C_{p0}$ that allows us to define and analyze the phase transition characteristics of CoFe_2Se_4 crystal. The anomaly value in T_c region is 19% of its regular part.

The changes of (ΔQ) energy and (ΔS) entropy connected with phase transition are defined by the integration of cubic interpolated $\Delta C_p(T)$ and $\frac{\Delta C_p(T)}{T}$ splines and correspondingly in 108-135K interval. The ΔQ and ΔS values are presented in the table. The small value $\frac{\Delta S}{R} = 0,22$ testifies to the effect that this transition is to transitions of displacement type.

The series of character peculiarities: the small jump at T_c and anomaly which is asymmetric one relatively to transition temperature, is revealed on temperature dependence of heat capacity of CoFe_2Se_4 near T_c is revealed. The phase transition at T_c can be considered as the transition of II type.

These peculiarities are probably connected with the fact that CoFe_2Se_4 has the defect structure and vacancies can appear in both metal sublattices (Co or Fe). In [1] it is established that the one half of Fe atoms are in free planes (001) whereas the other Fe atoms and Co atoms are statistically distributed in filled planes. Using this fact as foundation, the cation distribution in CoFe_2Se_4 can be presented as $\text{Fe}^{3+}[\text{Co}^{2+}\text{Fe}^{3+}]\text{Se}_4^{2-}$. However, the opportunity of this fact, that bivalent iron ions (Fe^{2+}) are also presented in CoFe_2Se_4 towards Fe^{3+} , can't be excluded.

The simultaneous presence of three different ions (Fe^{2+} , Fe^{3+} and Co^{2+}) in CoFe_2Se_4 makes difficult the nature of magnetic exchange, in sublattices and between them and probably causes the appearance of magnetocrystalline anisotropy. Thus the fuzzy character of magnetic phase transition in CoFe_2Se_4 is connected with spontaneous magnetostrictive strain caused by defects and Co^{2+} , Fe^{2+} , Fe^{3+} ions also [1].

In transition point region at T_c close to critical one the thermodynamic potential can be expanded into power series over order parameter by the following formula [3]:

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

where $A = a(T - T_k)$. Here for phase transition of II type. The transition temperature T_c and stability threshold T_k in this case are identical ones, i.e. $T_c = T_k$ [3].

The minimization of thermodynamic potential for excess heat capacity in low-symmetric phase is:

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

Transforming this formula one can show [4] that $\left(\frac{\Delta C_p}{T}\right)^{-2}$

value at temperature lower than T_c is temperature function of the following type:

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

The $\left(\frac{\Delta C_p}{T}\right)^{-2}$ dependence on T for CoFe_2Se_4 is

presented on fig.2, it is linear in 122-127,5K interval, i.e. up to T_c that shows on absence of significant contribution of correlative effects to heat capacity. From equation (2) we obtain the two relations between coefficients of equation (1) which are presented in table.

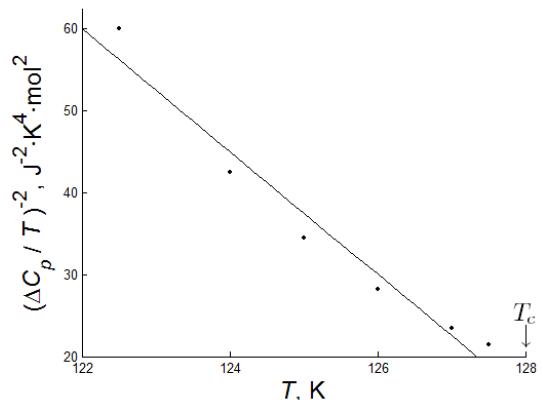


Fig. 2. Temperature dependence $\left(\frac{\Delta C_p}{T}\right)^{-2}$ for CoFe_2Se_4 .

Thus we can make the following conclusions on the base of experimental data analysis on heat capacity of CoFe_2Se_4 :

- 1) The phase transition at $T_c \approx 128\text{K}$ is revealed;
- 2) Small entropy change characterizes it as the transition of displacement type;
- 3) The behavior of anomalous heat capacity near T_c is satisfactory described by Landau theory of phase transitions.

$\Delta Q, \frac{\text{J}}{\text{mol}}$	$\Delta S, \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$	$\frac{\Delta S}{R}$	$\frac{a^2}{B}, \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}^2}$	$\frac{a^3}{D}, \frac{\text{J}^2}{\text{mol}^3 \cdot \text{K}^3}$
227	1,84	0,22	0,516	1,6

- [1] B. Lambert-Andron, G. Berodias, D. Babot. J Physics Chem Solids. vol. 33, no. 1, pp. 87-94. Jan. 1972.
[2] A.M. Abdullayev, E.M. Kerimova, A.K. Zamanova. Neorganocheskiye materiali. 1994, t. 30, M 7, s. 887 – 890. (in Russian)

- [3] L.D. Landau, E.M. Lifshic. Teoreticheskaya fizika. T. V. Statisticheskaya fizika. Ch. 1. M.: Nauka, 1976. 583 s. (in Russian)
[4] K.S. Aleksandrov, I.N. Flerov. FTT. 1979. t. 21. № 2. s. 327 - 336.(in Russian)

A.M. Abdullayev, E.M. Kerimova, A.K. Zamanova

CoFe₂Se₄ KRİSTALINDA İSTİLİK TUTUMU VƏ FAZA KEÇİDİ

İndiki işdə CoFe₂Se₄ kristalinin istilik tutumu 55–300K intervalında tədqiq edilmişdir. $C_p(T)$ asılılığının 108–135K intervalında ferromaqnit faza keçidinin mövcud olmasını göstərən anomaliya aşkar olunur. Anomaliyanın maksimal qiyməti $T_c \approx 128\text{K}$ temperaturunda yerləşir. Enerjinin ΔQ və entropiyanın ΔS dəyişmələri, termodinamik potensialın əmsalları təyin olunmuşdur. $\frac{\Delta S}{R} = 0,22$ kiçik qiyməti bu keçidin yerini dəyişmə tipinə aid olduğunu göstərir. T_c yaxınlığında istilik tutumunun anomaliyasının özünü aparması Landauunun faza keçidlər nəzəriyyəsi ilə qənaətbəxş təsvir edilir.

А.М. Абдуллаев, Э.М. Керимова, А.К. Заманова

ТЕПЛОЕМКОСТЬ И ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В КРИСТАЛЛАХ CoFe₂Se₄

В настоящей работе исследована теплоемкость кристаллов CoFe₂Se₄ в интервале 55–300К. Зависимость $C_p(T)$ обнаруживает в интервале 108–135К аномалию, указывающую на наличие ферромагнитного фазового перехода. Максимальное значение аномалии находится при температуре $T_c \approx 128\text{K}$. Определены изменения ΔQ энергии и ΔS энтропии фазового перехода, коэффициенты термодинамического потенциала. Малая величина $\frac{\Delta S}{R} = 0,22$ указывает на то, что этот переход относится к переходам типа смещения.

Поведение аномальной теплоемкости вблизи T_c удовлетворительно описывается теорией фазовых переходов Ландау.

Received: 17.07.09

STRENGTH PROPERTIES OF THE COMPOSITES ON THE BASE OF POLYVINYLDENE FLUORIDE AND EUROPIUM COMPLEXES

M. A. RAMAZANOV

Baku State University, AZ-1148, Z.Khalilov str., 23

A.R. SADIGOVA, S.A. ABASOV

Institute of Physics of ANAS, Baku, AZ-1143, H.Javid ave., 33

The mechanical and electrical strengths of the composites on the base of polyvinylidene fluoride (PVDF) and EuR₂₉ and EuR₃₄ europium complexes are investigated in this work. It is established that σ mechanical strength takes maximal value for PVDF+EuR₃₄ composite at 5% EuR₃₄ composition and for PVDF+EuR₂₉ composite at 7% EuR₂₉ one. It is shown that the electric strength for both composites with the growth of complex increase decreases with further approximation to saturation.

The composite materials prepared on the base of polymers and rare-earth element complexes can be used in different devices (gauges, transformers and etc.).

In the given work the mechanical and electric densities of composites prepared on the basis of polyvinylidene fluoride (PVDF) and EuR₂₉ and EuR₃₄ europium complexes.

The powder mixes of PVDF, EuR₂₉ and EuR₃₄ in different component relations produced and later PVDF+EuR₂₉ and PVDF+EuR₃₄ composites in film form with further cooling are obtained from these mixes by the hot compression method at melting point of polymer matrix under pressure 15NPa during 10 minutes. The cooling is carried out by putting of produced films in mixture ice-water with velocity 30 degree/min.

The σ mechanical strength on tension and E electric strength produced composite samples are defined on techniques described in monographs [1] and [2]. The σ mechanical strength and E electric strength are measured at room temperature.

The dependencies of composite mechanical strength σ produced on PVDF basis and EuR₂₉ and EuR₃₄ europium complexes on complex content are given on fig.1.

It is seen that in both cases the composite mechanical strength increases up to definite value with increase of F complexes moreover if σ maximum value in EuR₃₄ complex case corresponds to 5% content then in EuR₂₉ complex case it corresponds to 7%.

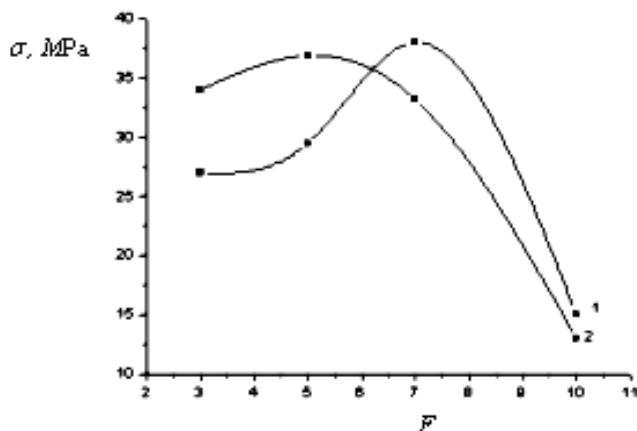


Fig.1. The dependences of composite mechanical strength PVDF + EuR₂₉ and PVDF + EuR₃₄ on complex content:
1. PVDF+ EuR₂₉, 2. PVDF+ EuR₃₄.

The E composite electric strength dependences of PVDF+ EuR₂₉ and PVDF+ EuR₃₄ on F europium complex percentage composition are presented on fig.2. As it is seen in both cases the composite electric strength decreases with further approximation to saturation with increase of F content.

The increase of PVDF+EuR₂₉ PVDF+ EuR₃₄ composite mechanical strength observed by us, is explained by well distribution degree of europium complexes in polymer matrix [3].

From plots presented on fig.1 it is also seen that σ mechanical strength of PVDF+EuR₂₉ and PVDF+ EuR₃₄ composite materials in the dependence on F europium complex content changes very difficultly and it especially if at 3% and 5% for PVDF+ EuR₃₄ more than σ for PVDF+EuR₂₉ then at 7% vice versa σ for PVDF+ EuR₂₉ more than σ for PVDF+ EuR₃₄. However at 10% of both additions σ of both composites almost coincide.

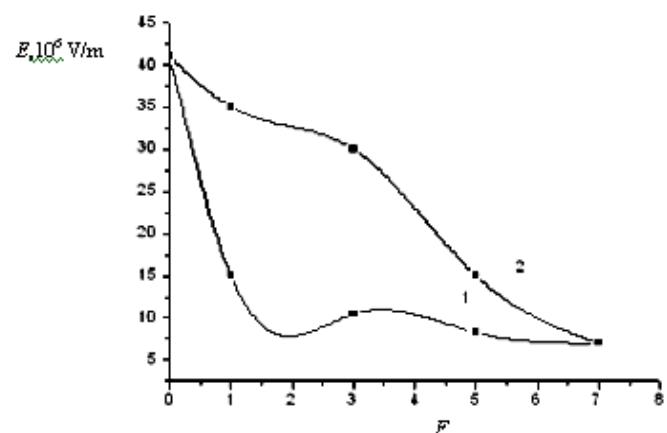


Fig.2. The dependences of composite mechanical strength on europium complex percentage composition:
1. PVDF+ EuR₂₉, 2. PVDF+ EuR₃₄.

As it seen from plots given on fig.2, the E electric strength of PVDF+ EuR₃₄ composite at 1%, 3%, 5% contents of EuR₃₄ europium complexes is more than E for PVDF+EuR₂₉ composites at 1%, 3%, 5% contents of europium complexes EuR₂₉. However at 7% the both additions of both composites also coincide.

-
- [1] V.R. Regel, A.I. Slucker, E.E. Tomashevskiy. Kineticheskaya priroda prochnosti tverdikh tel. M. Nauka, 1974, 560 s. (in Russian).
 - [2] M.A. Bagirov, V.P. Malin, S.A. Abasov. Vozdeystviye elektricheskikh razryadov na polimerniye dielektriki. Baku, Elm, 1975, 168 s. (in Russian).
 - [3] A.K. Mikitayev, A.A. Kladzhian, O.B. Lednov, M.A. Mikitayev. Nanokompozitniye polimerniye materiali na osnove organoglin. Elektronniy jurnal «Issledовано в России», 2004, s.912-922. (in Russian).

M. Ə. Ramazanov, A.R. Sadiqova, S.A. Abasov

POLİVİNİLİDENFTORİD VƏ YEVROPİNİN KOMPLEKSLƏRİ ƏSASINDA ALINMIŞ KOMPOZİTLƏRİN MÖHKƏMLİK XASSƏLƏRİ

İşdə polivinildenftorid (PVDF) və yevropinin EuR₂₉ və EuR₃₄ kompleksləri əsasında alınmış kompozitlərin məxaniki və elektrik möhkəmlilikləri tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, σ məxaniki möhkəmliyinin maksimal qiyməti PVDF+EuR₃₄ kompoziti üçün EuR₃₄ kompleksinin 5% miqdardında, PVDF+EuR₂₉ kompoziti üçün isə EuR₂₉ kompleksinin 7% miqdardında alınır. Göstərilmişdir ki, hər iki kompozit üçün komplekslərin miqdarı artıqca onların elektrik möhkəmlilikləri azalır və doyma halına yaxınlaşır.

М. А. Рамазанов, А. Р. Садыхова, С. А. Абасов

ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА И КОМПЛЕКСОВ ЕВРОПИЙ

В работе исследованы механическая и электрическая прочности композитов на основе поливинилиденфторида (ПВДФ) и комплексов европий EuR₂₉ и EuR₃₄. Установлено, что механическая прочность σ максимально увеличивается в случае композита ПВДФ+EuR₃₄ при содержании 5% EuR₃₄, а в случае композита ПВДФ+ EuR₂₉ при содержании 7% EuR₂₉. Показано, что для обоих композитов с ростом содержания комплексов электрическая прочность уменьшается с дальнейшим приближением к насыщению.

Received: 16.06 .09

KINETICS OF IV→III POLYMORPHOUS TRANSFORMATION IN $\text{Rb}_{0.95}\text{Cs}_{0.05}\text{NO}_3$ SINGLE CRYSTALS

V.I. NASIROV, U.G. ASADOV, A.F. HAZIYEVA, F.G. MAGERRAMOVA

H.M. Abdullayev Institute of Physics of the NAS of Azerbaijan

Az-1143, Baku, H. Javid ave., 33

The crystal growth velocity of III-modification on temperature at IV→II transformation in $\text{Rb}_{0.95}\text{Cs}_{0.05}\text{NO}_3$ single crystals is measured by optical microscopy. It is shown that crystal growth velocity of III-modification in the dependence on temperature at empiric formula $v=(-0.49\Delta T+0.563\Delta T^2-0.0018\Delta T^3)\cdot10^{-2}\text{cm/sec}$ where $\Delta T=T_{\text{trans}}+T_0$. The activation energy of transformation process IV→III which is equal to $E=23.72 \text{ kcal/mol}$ has been calculated.

It is known that four rubidium nitrate and two cesium nitrate different modifications are established in temperature interval from room temperature up to melting point. The

structural data of separate modifications and their temperature intervals of are given in table 1.

Table 1

Structural data of modifications of rubidium and cesium nitrates and their temperature intervals of existence

Substance	Modification	Symmetry	Lattice parameters			Space group	Temperature interval of existence, T, K	Reference
			$a, \text{\AA}$	$b, \text{\AA}$	$c, \text{\AA}$			
RbNO_3	I	Cubic	7,32			Fm3m	564-587	[1]
	II	Rhombohedral	5,48		10,71	R3m	492-564	[2]
	III	Cubic	4,35			Fm3m	437-492	[3]
	IV	Rhombohedral	10,48		7,45	P3 ₁	Less than 437	[4]
CsNO_3	I	Rhombohedral	10,87		7,76	P3/m	434-687	[5]
	II	Cubic	8,98			Pa3	Less than 434	[6]

The investigation results of morphology and crystal growth kinetics at polymorphous transformations in rubidium and cesium nitrates are given in works [7,8]. On the base of obtained data the new modification in investigated crystals has been revealed. As a result of investigations the community of crystal growth mechanism of new modification inside matrix one in rubidium and cesium nitrates.

According data [9] at enough high pressures the high-temperature phases I and II of rubidium nitrates disappear and III phase stays as a high-temperature one. Thus I and II phases disappear from solid solutions of cesium nitrate in rubidium nitrate at cesium salt concentration ~25mol% [10].

We are planning the series of investigations on morphology and kinetics of crystal growth for revealing of mechanism of polymorphous transformations in solid solutions of cesium nitrate in rubidium nitrate and the present work is dedicated to the one of such problems. This work is dedicated to investigation of kinetics of crystal growth of III-modification as temperature function at IV→III transformation in $\text{Rb}_{0.95}\text{Cs}_{0.05}\text{NO}_3$.

The crystal growth velocity of III-modification inside crystal of IV-modification is measured on the same face (hkl) of growing crystal by technique given in [11], i.e. the measurement of growth velocity is carried out at different temperatures on chosen regions in the same crystal of 1·0,5·10 dimension. The heating furnace is tightly closed by heat-insulated cap, thus the crystal is in temperature-controlled state. The crystal temperature is measured by thermocouple the junction of which is on crystal surface. The measurement accuracy at 100K is ~0,5K.

The region of length 1mm is isolated in crystal with help of graticule. After velocity measurement on the one of microscopes at $T_1=T_0+\Delta T_1$ temperature the sample is transferred on heating table of other microscope having the temperature $T_2=T_0+\Delta T_2$ where $\Delta T_2 > \Delta T_1$. Here T_0 is equilibrium temperature between III and IV modifications; ΔT is temperature of transformation delay. The equilibrium temperature between crystals of IV and III modifications is $T_0=397\text{K}$. Thus, the velocity of the one and the same crystal face of III modification is measured continuously on the one and the same crystal at IV→III transformation. The obtained experimental data are given in table 2.

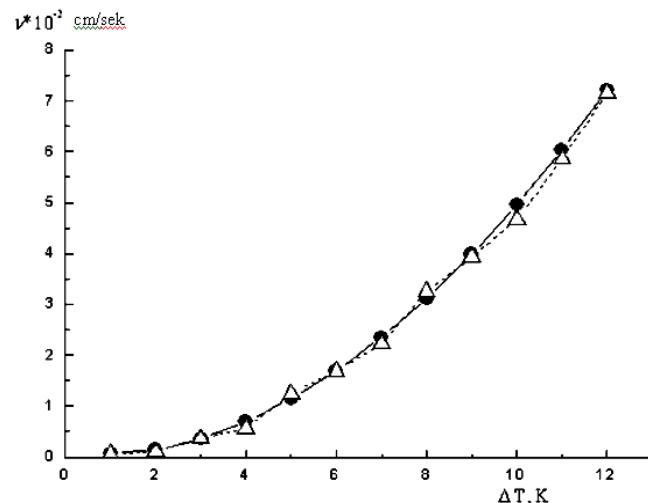


Fig. 1. ● is empiric data, Δ is experimental data

Experimental data obtained from four crystals and treated with the help of methods of least squares, give the functional dependence of crystal growth velocity of III modification on temperature in the form:

$$v = (-0,49\Delta T + 0,563\Delta T^2 - 0,0018\Delta T^3) \cdot 10^{-2} \text{ cm/sec}$$

where $\Delta T = T_{trans} - T_0$. The plots of crystal growth velocity of III modification on temperature constructed on experimental data and data of given empiric formula, are shown on fig.1.

Table 2.

The measuring results of crystal growth velocity of III modification at polymorphous transformation IV→III in

$\text{Rb}_{0.95}\text{Cs}_{0.05}\text{NO}_3$.

$\Delta T, \text{K}$	$v_{emp} \cdot 10^{-2}$ cm/sec	$\bar{v}_{exp} \cdot 10^{-2}$ cm/sec
1	0,071	0,064
2	1,26	0,98
3	3,55	3,65
4	6,93	5,64
5	11,4	12,4
6	16,9	16,8
7	23,5	22,2
8	31,2	32,5
9	39,8	39,3
10	49,6	46,7
11	60,3	58,5
12	72,1	71,6

As it is seen from table 2 at $\Delta T=1\text{K}$ the crystal growth velocity value of III modification at IV→III transformation is extremely small. The crystal growth velocity of III modification increases with temperature growth.

According data [7] at $\Delta T=5\text{K}$ in rubidium nitrate the crystal growth velocity of III modification is $v=2,46 \text{ cm/sec}$, but in our case is $v=11,4 \text{ cm/sec}$. This proves the fact that the partial exchange of Rb^{1+} ions in rubidium nitrate by cesium ions Cs^{1+} leads to increase of values of crystal growth velocity of III modification at IV→III transformation.

Experimental data are well described by the formula obtained by M. Folmer [10] in supposition that the growth of two-dimensional germs appearing on crystal edge takes place by the way od continuos attachment of separate atoms or molecules:

$$v = k_1 \exp(-\frac{k_2}{T_0}) \exp(\frac{k_3}{T_0 \Delta T}),$$

where κ_1 can be accepted as independent one on temperature in first approximation and is equal to $\kappa_1=Bvd$ (v is molecule oscillation frequency, d is interatomic space, B is molecule number transferring from matrix material on growing crystal surface $k_2 = \frac{E}{R}$ is constant taking into consideration the energy threshold for molecule transferring from matrix crystal on the surface of growing modification, κ_3 is formation work of two-dimension germ of new modification, T_0 is equilibrium temperature. From fig.2 it is seen that $\ln v$ dependence on $\frac{1}{T_0 \Delta T}$ presents itself the linear function, i.e. experimental points are on the direct line.

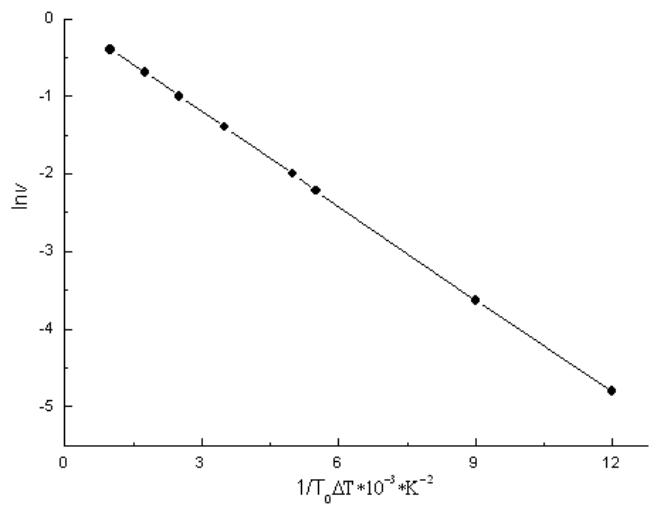


Fig.2. The $\ln v$ dependence on $\frac{1}{T_0 \Delta T}$ at IV→III transformation in $\text{Rb}_{0.95}\text{Cs}_{0.05}\text{NO}_3$.

From direct lines we founds the κ_2 and κ_3 values which are equal to 10508 degree и 4491,7 degree² and activation energy of transformation process IV→III for $\text{Rb}_{0.95}\text{Cs}_{0.05}\text{NO}_3$ which is equal to 20,8 kcal/mol.

For comparison let's note that activation energy of IV→III transformation in rubidium nitrate is $E=23,72 \text{ kcal/mol}$, i.e. the partial exchange of Rb^{1+} ions in rubidium nitrate by Cs^{1+} ions leads to decrease of activation energy of polymorphous transformation.

-
- [1] R.N. Brown, A.C. McLaren. Acta. Cryst., 1962, v.15, p.977.
 - [2] R.N. Brown, A.C. McLaren. Proc.Roy.Soc., 1962, A 266, p.239.
 - [3] U. Korhonen. Ann. Acad. Sci. Fennical., 1951, A1, p.37.
 - [4] L. Pauling, J. Sherman. Z. Kristallogr. Kristalgeom., 1933, v.84, p.213
 - [5] C. Finback, O. Hassel. Z. Physik., 1937, v.5, p. 460.
 - [6] U. Korhonen. Ann. Acad. Sci. Fennical, 1953, A1, p.150.
 - [7] Ch.M. Alekperov, V.I. Nasirov, Yu. G. Asadov. 1990, Preprint №4. IFAN Azerb. s.38. (in Russian).
 - [8] V.I. Nasirov. Izs.Ped. Univers., 1990, №1, s.102. (in Russian).
 - [9] B. Cleaver, J.F. Williams. J. Phys. Chem. Solids, 1968, v.29, p.877.
 - [10] E.C. Schlemper, W.C. Hamilton. J.Chem. Phys, 1966, v.45, 408(b), p.4498.
 - [11] Yu.G. Asadov, V.I. Nasirov. Kristallografiya. 1972, t.5, s.991. (in Russian).

KINETICS OF IV→III POLYMORPHOUS TRANSFORMATION IN Rb_{0.95}Cs_{0.05}NO₃ SINGLE CRYSTALS

V.İ. Nəsirov, Y.Q. Əsədov, A.F. Həziyeva, F.Q. Məhərrəmova

Rb_{0.95}Cs_{0.05}NO₃ MONOKRİSTALLARINDA IV→III POLİMORF ÇEVİRİLƏNMƏNİN KİNETİKASI

Optik mikroskop vasitəsilə Rb_{0.95}Cs_{0.05}NO₃ monokristallarında IV→III polimorf çevrilmə zamanı III-modifikasiya kristalının temperaturdan asılı olaraq böyümə sürəti ölçülmüşdür. Müəyyən edilmişdir ki, IV→III çevrilmə zamanı III-modifikasiya kristalının böyümə sürətinin temperatur asılılığı $v=(-0,49\Delta T+0,563\Delta T^2-0,0018\Delta T^3)\cdot10^{-2}$ sm/san, empirik düsturu ilə ifadə oluna bilər. Burada $\Delta T=T_{\text{çev}}-T_0$ -dir. IV→III çevrilmənin aktivləşmə enerjisi hesablanmış və $E=23,72$ kkal/mol alınmışdır.

В.И. Насиров, Ю.Г. Асадов, А.Ф. Хазиева, Ф.Г. Магеррамова

КИНЕТИКА ПОЛИМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ IV→III В Rb_{0.95}Cs_{0.05}NO₃ МОНОКРИСТАЛЛАХ

Методом оптической микроскопии измерена скорость роста кристаллов III-модификации от температуры при превращении IV→III в монокристаллах Rb_{0.95}Cs_{0.05}NO₃. Показано, что скорость роста кристаллов III-модификации в зависимости от температуры при превращении IV→II описывается эмпирической формулой $v=(-0,49\Delta T+0,563\Delta T^2-0,0018\Delta T^3)\cdot10^{-2}$ см/сек., где $\Delta T=T_{np}+T_0$. Вычислена энергия активации процесса IV→III превращения, которая равна $E=23,72$ ккал/моль.

Received: 10.07.09

X-RAY INVESTIGATION OF $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Tb>}$ AND $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Cl>}$ FILMS

N.M. ABDULLAYEV

H.M. Abdullayev Institute of Physics of the NAS of Azerbaijan
Az-1143, Baku, H. Javid ave., 33

The formation of new phase doesn't take place at annealing of $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Tb>}$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Cl>}$ up to $\sim 500\text{K}$ real increase of microparticle dimensions, any structural reconstructions, the polycrystalline structure is observed at film annealing. The calculations of interplanar spacings show that structure becomes strength at film annealing.

INTRODUCTION

The alternative power engineering nowadays takes the big interest in film thermoelectric generators and also the infrared detector demand increases. The thermoelements and thermobatteries coated on substrates by the vacuum condensation method with the use of masks and photolithographic processing [1] are used in such receivers.

It is known that monocrystalline films with complex technology of their production loose their properties in due course in exploitation process. The change of dispersion parameter in comparison with dispersion which is character for these compositions in volume crystals $r=0$ (the distance on acoustic photons) clearly reveals in $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$, small-grained films evaporated on amorphous substrate [1]. The amorphous films have some lowered characteristics than polycrystalline ones. The Bi_2Te_3 lattice parameters have the same change in both at inclination from stoichiometric content and at impurity introduction. Bi_2Te_3 transits into another phase having the hexagonal lattice but belonging to space group R_{3m} [2] at hydrostatic pressure 40 kbar and temperatures higher than 700K.

The substrate temperature should be in optimal interval for obtaining of qualitative film. X-ray investigation of thin films is carried by Frankcombe and Semiletov. At film investigation the temperature of (glass) substrate at which the film forms corresponding to Bi_2Te_3 content has been defined. The strong inclination from Bi_2Te_3 content begins at increase of t_{sub} higher than 500K [2]. The extremely low temperature of substrate opposes to equilibrium distribution of adsorbed atoms; they group in "islands" of different thickness. Vice versa, the extremely high temperature of substrate leads to separation of just lead-down atoms their revaporation [3].

The task of X-ray investigation of system $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ polycrystalline film with terbium and chlorine impurities obtained by the method of hot wall before and after annealing has been established by us with the aim of improvement of thermoelement physical properties because of decrease of their geometric sizes of polycrystalline materials evaporated on amorphous substrate.

INVESTIGATION TECHNIQUE

The investigated films Bi_2Te_3 $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Tb>}$ and $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ <Cl> with optimal thickness 50-150nm prepared by evaporation of synthesized substances in ВУП-4 device in vacuum $\sim 10^{-4}\text{Pa}$ on previously heated crystals NaCl and glass are grown up by the hot wall method [1,4]. The comfortable conditions for steam condensation are formed on substrate, the additionally heated wall leads to minimum the partial steam condensation on cap walls, where wall

temperature at evaporation is 600K, substrate temperature is 500K at cooling velocity of thin layers $\sim 2\text{nm/s}$ [5].

The obtained polycrystalline films $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ <Tb> and $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ <Cl> are investigated by roentgenography method. The film samples useable for X-ray investigation by thickness by thickness 50-150nm are produced by sublimation of synthesized compound of Bi_2Te_3 and $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Tb>}$ contents, i.e. $(\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3)_{1-x}\text{Tb}_x$ ($x=0, 0.15$), and $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Cl>}$ on new-cleaved faces of haloid crystal NaCl and glass substrates.

The obtained samples are treated by X-ray analysis on ДРОН-2,0 (CuK_α is radiation, Ni is filter) at 35kV, 10mA. The roentgenograms obtained by scanning of radiation angle of incidence in $5^\circ \leq 2\theta \leq 70^\circ$ limits on surface of (001) film layer are given on fig.1 and 2. From Wolf-Bragg relations it is obvious that rays reflected from planes parallel to (001) are registered at such incidence of roentgen rays. The $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Tb>}$ and $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Cl>}$ films are fixed in layered crystals correspondingly: 10; 13; 15; 16 clear diffraction reflections. The obtained diffraction patterns are almost identical ones with small difference of reflex intensity and reflection angles. The film roentgenogram of $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Tb>}$ and $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ polycrystals before and after annealing are well induced on the basis of hexagonal lattice Bi_2Te_3 [6].

RESULTS

The thermoannealing influence at $\sim 500\text{K}$ on structure and film properties deposited on glass has been investigated. The films deposited on glass are treated by annealing in vacuum for taking out of elastic stress fields. The annealing is carried out in vacuum $\sim 10^{-4}\text{Pa}$ during 24 hours with temperature decrease up to 25 degree/min.

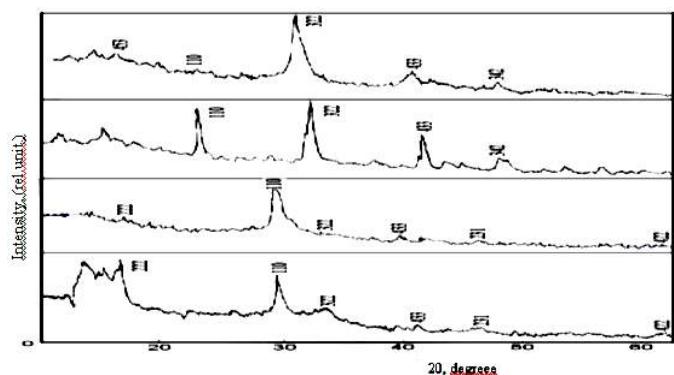


Fig.1. (up) The roentgen of annealed and non-annealed films $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Cl>}$ and $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Tb>}$.

The roentgenogram obtained by the radiation of polycrystalline films $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{<Tb>}$ and $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-}\text{Bi}_2\text{Se}_3$

<Cl> is well induced on the basis of hexagonal lattice of Bi₂Te₃ ($a=0,43835$, $c=3,0487\text{nm}$; sp.gr. D^5_{3d} , R_{3m} , $Z=3$) polycrystal and corresponds to data [7]. The absolutely all reflexes having the strong and average intensities which are character for the given structure are observed on roentgenogram.

The results of calculated hkl , I/I_0 and experimental interplanar distances d_{exp} in films of *p*-type Bi₂Te₃-Bi₂Se₃<Tb> and *n*- type Bi₂Te₃-Bi₂Se₃ <Cl> for comparison of reference data d_{ref} are given in table 1[7-8].

Table

Nº	d_{ref} <i>p</i> -type	d_{exp} , <i>p</i> -type	I/I_0	hkl	d_{exp} , <i>n</i> -type	I/I_0
1	5,050	5,415	2	222	5,523	1
2	3,770	3,849	10	110	3,889	5
3	3,210	3,292	1	221	3,366	1
4	-	2,716	10	332	3,029	10
5	-	2,593	10	444	2,869	7
6	2,370	2,450	20	433	2,629	10
7	2,230	2,344	2	443	2,469	7
8	2,190	2,215	6	011	2,230	5
9	2,030	2,110	9	555; 231; 544	-	-
10	1,996	2,007	5	554; 11 1,200	-	-
11	1,809	1,868	2	220; 342; 311	1,926	10
12	-	1,802	17	331	1,819	10
13	1,696	1,755	15	665; 442	-	-
14	1,608	1,611	20	453	1,637	10
15	1,486	1,526	20	665 442	1,551	10
16	1,450	1,458	10	533	1,492	5

The analysis of obtained data and calculations ones show that contents of annealed films Bi₂Te₃-Bi₂Se₃ <Tb> and Bi₂Te₃-Bi₂Se₃ <Cl> form the isostructure on the basis of hexagonal structure of chalcogenide of bismuth telluride.

CONCLUSION

On the basis of roentgenographic investigation of thin film structure obtained by thermal spraying on glass, it is cleared up, that polycrystalline films of Bi₂Te₃-Bi₂Se₃ <Tb> and

Bi₂Te₃-Bi₂Se₃ <Cl> with thickness 50-150nm form at substrate temperature ~500K.

Therefore at film annealing Bi₂Te₃-Bi₂Se₃ <Tb> and Bi₂Te₃-Bi₂Se₃ <Cl> up to ~500K doesn't take place the real increase of microparticle sizes, any structural reconstructions, formation of new phases, the polycrystalline structure is observed on roentgenogram. The calculations of interplanar distances d_{exp} in crystals of *p*- and *n*-types show that structure becomes more strength one at film annealing at temperature ~500K.

-
- [1] N.S. Lidorenko. Plenochniye termoelementi: fizika i primeneniye. M., Nauka, 1985, 3, 7, 179, 199. (in Russian).
 - [2] B.M. Golcman, V.A. Kudinov, I.A. Smirnov. Poluprovodnikoviye termoelektricheskiye materiali na osnove Bi₂Te₃. M., Nauka, 1972, 18, 302. (in Russian).
 - [3] S.I.Mehdiyeva, N.Z.Jalilov, N.M.Abdullayev, N.R.Memmedov, M.I.Veliyev, V.Z.Zeynalov. TPE-06, 3rd Intern.Conf. on Techn.&Phys.Probl. in Pow.Engin., Ankara, Turkey, May 29-31, 2006, 695.
 - [4] S.I. Mekhdiev, N.Z. Dzhalilov, N.M. Abdullayev, N.P. Memmedov, V.Z. Zeynalov. AMEA, Khabarlar,
 - C. XXVII, № 2, Baki, 2007, 148. (in Russian).
 - [5] A.A. Abdullayev, E.I. Veliyulin, S.Sh. Kakhramanov. Vliyaniye legirovanya i interkalirovanoya na svoystva khalkogenidov vismuta. Baky, 1991. (in Russian).
 - [6] D.I. Ismailov, G.M. Akhmedov, R.Sh. Shafizade. Dokl.AN Azerb.SSR, 45, №4, 1998, s. 6-8. (in Russian).
 - [7] Spravochnik. Minerali, tom I, Izd. AN SSSR M. 1960, 573. (in Russian).
 - [8] S.S. Tolkachev. Tablici mejploskostnikh rastoyaniy. Izd.. «Khimiya» Leningradskoye otdeleniye. 1968, 78. (in Russian).

N.M. Abdullayev

Bi₂Te₃-Bi₂Se₃<Tb> VƏ Bi₂Te₃-Bi₂Se₃<Cl> TƏBƏQƏLƏRİNİN RENTGENOGRAFİK TƏDQİQİ

Bi₂Te₃-Bi₂Se₃<Tb> və Bi₂Te₃-Bi₂Se₃<Cl> təbəqələri ~500K temperaturadək qızdırıldıqda yeni fazaların əmələ gəlməsi və hər hansı bir struktur dəyişikliyi, mikrohissəciklərin ölçülərində real böyüməsi baş vermir. Rentgenogrammada polikristalik struktur müşahidə olunur. Laylararası məsafələrin hesablanması göstərir ki, qızdırıldıqda təbəqələrin strukturu möhkəmlənir.

H.M. Абдуллаев

РЕНГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЁНОК Bi₂Te₃-Bi₂Se₃<Tb> И Bi₂Te₃-Bi₂Se₃<Cl>

При отжиге пленок Bi₂Te₃-Bi₂Se₃<Tb> и Bi₂Te₃-Bi₂Se₃<Cl> до ~500K реального увеличения размера микрочастиц, каких либо структурных перестроек, образование новых фаз не происходит, на рентгенограмме наблюдается поликристаллическая структура. Расчеты межплоскостных расстояний показывают, что при отжиге пленок структура упрочняется.

Received: 03.07.09

THE EXPLOSIVE PROCESSES ON POTENTIAL ELECTRODE AT FORMATION OF NANO-SECOND IMPULSE DISCHARGE IN SOLID AIR

E.D. KURBANOV

*H.M. Abdullayev Institute of Physics of the NAS of Azerbaijan
Az-1143, Baku, H. Javid ave., 33*

The present paper is dedicated to investigations of cathode surface with different radius of curvature ($r=1-8\text{mm}$) at formation of impulse discharges of nano-second duration in solid air. The influence of field heterogeneity and air pressure in gas interval on micro-crater dimensions forming on electrode work surface after impulse action is shown. The most increase of dimensions of separate micro-crater on cathode surface with small radius of curvature.

The gas disruption at pressures from decades up to thousands torr under influence of high voltage of nano-second duration has been investigated long time [1,2].

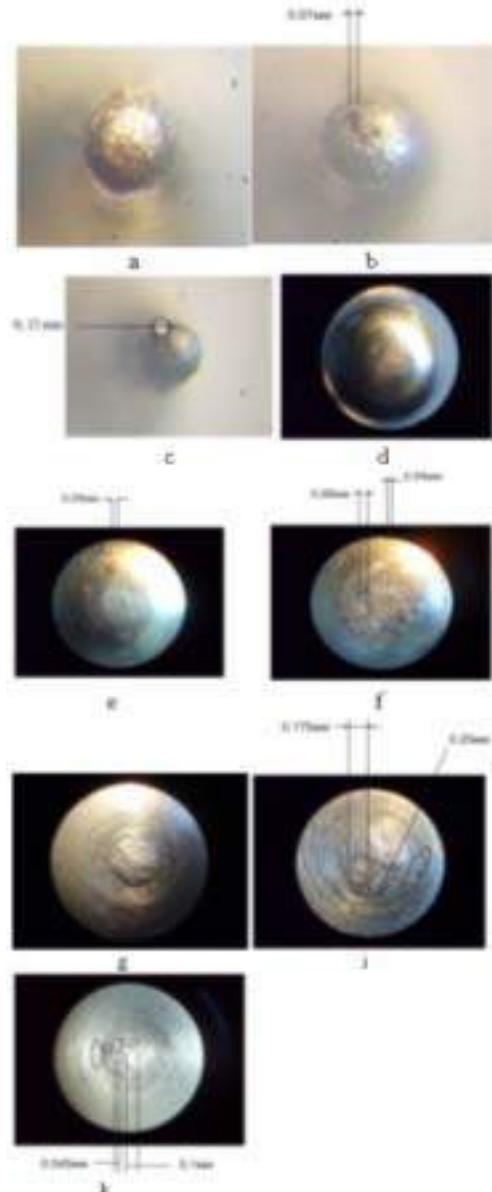


Fig.1. The photos of electrode surfaces with different radiiuses of curvature before and after impulse discharges at air pressures: a) rod $r=1\text{mm}$, before discharge; b) rod $r=1\text{mm}$, $p=1\text{atm}$, after discharge; c) rod $r=1\text{mm}$, $p=3\text{atm}$, after discharge; d) rod $r=4\text{mm}$, before discharge; e) rod $r=4\text{mm}$, $p=1\text{atm}$, after discharge; f) rod $r=4\text{mm}$, $p=3\text{atm}$, after discharge; g) ball $r=8\text{mm}$ before discharge; i) ball $r=8\text{mm}$, $p=1\text{atm}$, after discharge; k) ball $r=8\text{mm}$, $p=3\text{atm}$ after discharge.

The interest to nano-second discharges in gases has increased in the connection with successes of technique of high-voltage nano-second impulse. In spite of rapid growth of experimental investigation number [3,4] and technical applications [5,6] of nano-second gas discharges, the transition to new temporary scale doesn't lead the corresponding review of fundamental conditions of breakdown classic models developed for conditions close to static ones [7,8] though in work [3] the qualitative new traits of gas discharges in nano-second time range are defined.

The breakdown regularities of solid gases at enough big overstresses in the development of whole gas-discharge process differ from regularities discharge classic forms. The disagreement to general local models especially reveals at overstresses $\Delta \geq 1$. Indeed the discharge parameters strongly change with Δ increase and energy of directed electron motion is compared with total kinetic energy. This leads to the fact that "running electrons" can generate on streamer front at $E_o < E_{kp}$ where E_{kp} is critical field strength providing the continuous electron acceleration beginning from heat energies $T_e \approx 1-10 \text{ eV}$ [9]. The field displacement on streamer front in the result of its polarization is carried out during time order of "running electron" motion near front beginning from some big enough E_o . As a result the region synchronous motion of increasing boundary field and accelerating electrons [10,11] realizes. The photon output with Δ growth from avalanches strongly decreases [3]. Moreover, at $\Delta \gg 1$ this isn't principal one i.e. "running electrons" provide the high speed of propagation of ionized region to anode and attendant roentgen radiation preionizing the gas and causing the photoeffect on cathode, provide the motion of cathode-directed ionization front. Finally the self-consistent field increase of positive volume charge and auto-electron emission [13] as at $\Delta \gg 1$ the breakdown is initiated by auto-electron emission [3,4,12] and primary avalanche becomes critical one near initiation point $\sim 100 \text{ mcm}$ from cathode.

The present paper is dedicated to investigation of explosion processes on cathode at formation of nano-second of impulse discharge in air at different parameters of gas gap.

The impulse discharge of short duration is excited in air gap in strongly heterogeneous field at different air pressure $p=1-3 \text{ atm}$. The steel rod with different radius of curvature $r=1-4\text{mm}$ and aluminum ball by diameter 16mm is potential electrode. The copper plate is used in the capacity of anode. The nano-second impulse of high voltage of negative polarity with amplitude 80 kV and front duration 8ns are given to electrode of high voltage.

The electrodes are treated by electrochemical treatment. The two electrodes (graphite and tested) are put in solution of

distillated water (80%) and FeSO_4 (20%). The treatment was longing during 20 minutes. After it the potential electrode is dried and treated by impulse influence of high voltage. The work surface of electrode is investigated in detail with the help of reflecting microscope МПСУ – 1 and is shoted by digital camera SAMSUNG S 500 Digimax 5.1x. The micro-photos of cathode work surface with different radius of curvature $r=1\text{-}8\text{mm}$ are given on fig.1.

The micro-heterogeneities which are whiskers on the place of which the micro-craters by diameter 40–180 nm diameter form after explosion, take place before excitation of nano-second discharge on electrode surface. On some photos they are situated as groups but on some ones are situated separately and surrounded by melted surface. The erosion character depends on both thermodynamic characteristics of electrode material, its radius of curvature gas pressure in discharge gap. At lowered pressure the erosion is lower expressed. The dependence curves of micro-crater dimensions on parameters of gas gap are given on fig.2.

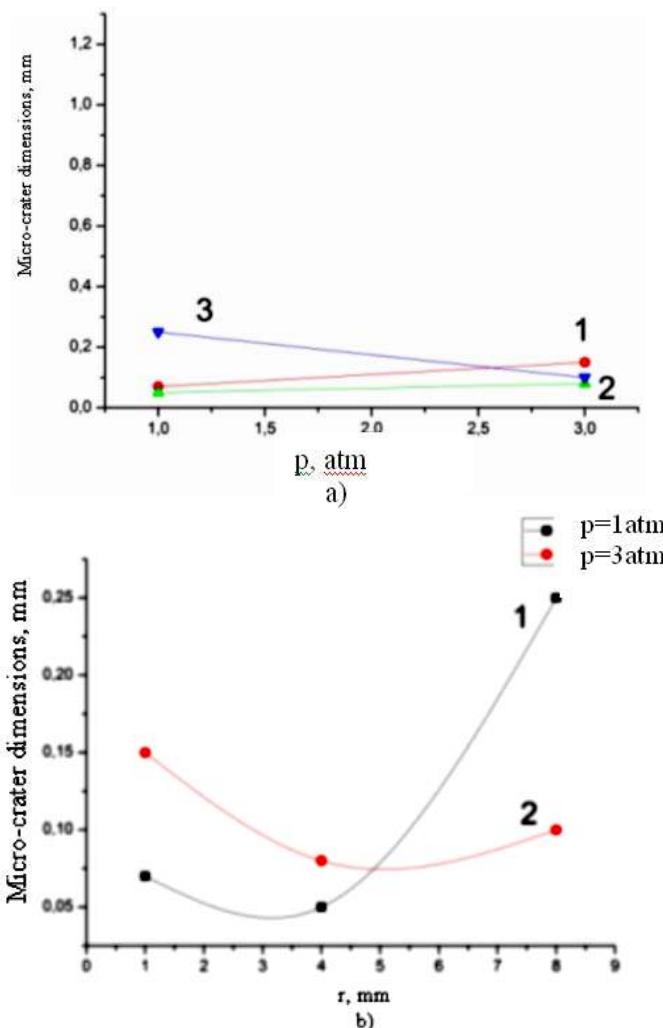


Fig.2. The dependences of micro-crater dimensions on electrodes (cathodes) on parameters of gas gap: a) on air pressure (curves 1-3); b) on electrode radius of curvature at different air pressures.

The micro-craters on rod surface ($r=1\text{mm}$) increase from 70 mcm at $p=1\text{atm}$ up to 130 mcm at $p=3\text{atm}$. Note that at

$p=1\text{atm}$ the micro-craters are situated as groups and at $p=3\text{atm}$ is observed the single micro-crater of bigger diameter. The dimensions of separate micro-craters are smaller in comparison with $r=1\text{mm}$ with increase of radius of curvature of potential electrode $r=4\text{mm}$ and at $p=1\text{atm}$ and they are situated separately on electrode work surface. The dimensions of micro-cavities some increase with pressure increase up to $p=3\text{atm}$. As it is seen from fig.1 (e-k) surface of aluminum ball ($r=8\text{mm}$) is not ideal. The micro-cavities but on significantly big distances also form at $p=1\text{atm}$ after application to electrode of high voltage on ball surface. Their dimensions some decrease with increase of air pressure $p=3\text{atm}$.

Note quantity of micro-heterogeneities on electrode work surfaces with small radius of curvature ($r=1\text{mm}$) is significantly smaller than on developed surfaces and that is why whole field strength concentrates on small quantity of whiskers. This leads to powerful explosive electron emission with each separately taken micro-needle and at pressures higher than atmospheric one leads to formation of big micro-craters on explosion place. The significant increase of micro-crater dimensions on rod surface ($r=1\text{mm}$) at $p=3\text{atm}$ can be explained by field intension in micro-needle zone at strongly heterogeneous field and at high pressure.

The quantity of heterogeneities on work surface increases with increase of radius of curvature of potential electrode. As a result of this fact the weakening of field strength on separately taken heterogeneity that correspondingly leads to weakening of separately of explosion processes on separate whiskers, decrease micro-crater dimensions and increase of their common square.

The explosive change of micro-relief of cathode surface is mainly caused by impulse heating of micro-spikes by current of thermo-auto-electron emission of critic density [4,14,15]. Along with Joule heating of micro-emitter we should take into consideration the percussive heating by ions of gas-discharge plasma obtaining the significant energy in strengthened field near micro-spike focusing ions. This factor significantly simplifies the explosive electron emission in gas discharge. In [14,15,16] works the investigations of optic radiation of volume discharges in air at atmospheric pressure. The continuum with character maximum and also the bands of second positive system of N_2 molecule, NII line, HI line (626, 285 nm) and lines of cathode material atoms. In the case of cathode from stainless steel the more than 100 lines of FeII and 17 lines of CrII are observed. The ion lines with more high degree of ionization aren't observed.

According to investigation results one can suppose the following process mechanism taking place at formation of nano-second impulse discharges at the upper air pressure. The local field intension on micro-heterogeneities of potential electrode takes place after application of high voltage to discharge impulse. The process of strong ionization near cathode leads to formation of avalanches on front of which the high-energy electrons concentrate. The positive volume charge forming as a result of this fact near cathode leads to strong field strength and to explosive processes with micro-needles. The “running” electrons forming in the result of such processes cause the roentgen radiation in near-cathode plasma and carry out the further rapid movement of avalanche to anode.

-
- [1] *M. Neuman.* Phys. Rev. 1937, v.52, p. 652.
[2] *R.C. Fletcher.* Ibidem, 1940, v.76, p.1501.
[3] *G.A. Mesyac, Yu.I. Bichkov, V.V. Kremnev.* UFN, 1972, t..107, s. 201. (in Russian).
[4] *Yu.D. Korolev, G.A. Mesyac.* Avtoemissionniye i vzrivniye processi v gazovom razryade. Novosibirsk, Nauka, 1982. (in Russian).
[5] *B.M. Kovalchuk, V.V. Kremnev, Yu.F. Potalicin.* Silnotochniye nanosekundniye kommutatori. Novosibirsk, Nauka, 1979. (in Russian).
[6] *A.I. Pavlovskiy, V.S. Bosamikin, V.I. Kareljin, V.S. Nikolskiy.* KE, 1976, t.3, s.601. (in Russian).
[7] *A.I. Pavlovskiy, V.F. Basmanov, V.S. Bosamikin, V.V. Gorokhov, V.I. Kareljin, P.B. Repin.* KE, 1987, t.14, s.428. (in Russian).
[8] *A.I. Pavlovskiy, V.I. Kareljin.* Vestnik Kiyev.un-ta, 1988, vip. 29, s.115. (in Russian).
[9] *L.P. Babich, Yu.L. Stankevich.* JETF, 1972, t.42, s.1669. (in Russian).
[10] *G.A. Askaryan.* Pisma JETF, 1965, t.1, s.44. (in Russian).
[11] *G.A. Askaryan.* Trudi FIAN SSSR 1973, t.66, s.66. (in Russian).
[12] *Yu.L. Stankevich, V.G. Kalinin.* JTF, 1966, t.36, s.1499. (in Russian).
[13] *L.P. Babich, T.V. Loyko, B.N. Shamrayev.* Izv. Vuzov SSSR, ser. "Radiofizika", 1979, t. 22, s.100. (in Russian).
[14] *L.P. Babich, T.V. Loyko, L.V. Tarasova.* Tezisi dokladov 2-go simpoziuma po silnotochnoy elektronike. Tomsk. 1975, s.69. (in Russian).
[15] *L.P. Babich, I.A. Berezin, T.V. Loyko, M.D. Tarasov, L.V. Tarasova, R.S.Chikina.* JTF, 1977, t.47, s.195. (in Russian).
[16] *L.P. Babich, I.A. Berezin, T.V. Loyko, M.D. Tarasov.* Izv. Vuzov SSSR, ser. "Radiofizika", 1982, t.25. s.1131. (in Russian).

E.C. Qurbanov

**SIXLIĞI YÜKSƏK OLAN ATMOSFER HAVASINDA NANOSANIYƏ İMPULS QAZBOŞALMASI ZAMANI
POTENSİAL DAŞIYAN ELEKTRODDA PARTLAYIŞ PROSESLƏRİ**

Məqalə yüksək sıxlıqlı atmosfer havasında nanosaniyə impuls qazboşalması zamanı müxtəlif əyrilik radiusuna malik katodun səthinin öyrənilməsinə həsr olunmuşdur. Elektrik sahəsinin qeyri bircinsliyi və atmosfer havasının təzyiqinin impuls qazboşalmasının təsiri nəticəsində potensial elektrodun səthində əmələ gələn mikrokraterlərin ölçülərinə təsiri müəyyən edilmişdir. Əyrilik radiusu kiçik olan katodun səthində ayırt-ayırı mikrokraterlərin daha çox böyüməsi məlum olmuşdur.

Э.Д. Курбанов

**ВЗРЫВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ПОТЕНЦИАЛЬНОМ ЭЛЕКТРОДЕ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ
НАНОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ПЛОТНОМ ВОЗДУХЕ**

Настоящая статья посвящена исследованиям поверхности катода с различным радиусом кривизны ($r=1-8\text{mm}$) при формировании импульсных разрядов наносекундной длительности в плотном воздухе. Показано влияние степени неоднородности поля и давления воздуха в газовом промежутке на размеры микрократеров, образующихся на рабочей поверхности электрода после импульсного воздействия. Выявлено наибольшее увеличение размеров отдельных микрократеров на поверхности катода с малым радиусом кривизны.

Received: 01.05.09

**PdSi – Si STRUKTURLARIN ALINMA
TEXNOLOGİYASI VƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ**

E.Ə. KƏRİMÖV, B.Ə. QULUZADƏ, R.R. HƏSƏNOVA

*Milli Aerokosmik Agentliyi Elmi Tədqiqat Aerokosmik İnformatika İnstitutu
Bakı, AZ-1106, Azadlıq pr. 159*

Ş.Ə. BAYRAMOVA

*Milli Aerokosmik Agentliyi Məxsusi Konstruktur Bürosu
Bakı, AZ-1106, S.S. Axundov küç.1, korpus2*

Məqalədə PdSi - Si strukturunun alınma texnologiyası və onun əsasında Şottki çəpərin fotoelektrik xassəsi tədqiq edilmişdir. Məlum olmuşdur ki, PdSi nazik təbəqəli “optik pezenator” şəklində Şottki qəbuledicisinin yaradılması kvant fotoemissiyası əmsalinin artımına götərir. Fotohəssas strukturun şüalanmanı udma dərəcəsi Təkcə PdSi-nin qalınlığından deyil, həm də dielektrikin qalınlığı və materialından asılıdır.

Müsəris elm və texnikanın intensiv inkişafı yarımkiricili-lər elektronikasının inkişafı ilə sıx əlaqədardır. Bu elm sahəsinin inkişafı ilə bağlı olaraq kosmik texnika və texnologiyani inkişaf etdirmək mümkün olmuşdur. Optoelektron cihazlarının və integrallı sxemlərin sonrakı inkişafı mövcud cihazların daim təkmilləşdirilməsini və daha müxtəmməl texnologiya əsasında yarımkiricili cihazların yaradılmasını tələb edir [1,2].

Son illər infraqırmızı (IQ) şüalanma qəbulediciləri geniş yayılmışdır ki, bunlar da palladium silisidi - silisium (PdSi - Si) əsasında Şottki çəpərlə diodlardan olan matrisa bazasında hazırlanır. Onların xassələri həm təmiz, həm də müxtəlif aşqarlar əlavə edilmiş silisium və germanium, qurğuşun və kadmium sulfidləri, antimонид və indium əsasında hazırlanmış IQ - şüalanma dedektorlarından prinsipial olaraq fərqlənir.

PdSi - Si Şottki diodları əsasında şüalanma qəbulediciləri kadmium tellurid bərk məhlulları civə istifadə olunan IQ-texnika sistemləri ilə müqayisədə bir sira üstünlük'lərə malikdirlər.

PdSi - Si həssas elementləri olan şüalanma qəbuledicilərinin əsas üstünlük'ləri ayrı-ayrı elementlər üzrə həssaslığın çox yüksək bircinsliyi, silisium integrallı sxemlərin sənaye texnologiyasından istifadə etməklə hazırlanmasının mümkünüyü və həmçinin ilkin material kimi standart silisium monokristallının tətbiq edilə biləsidir ki, bu da dedektə olunan elementlərin qəbuledicili sisteminin qəbuledicili - gücləndirici və rəqəmli məntiqi elektronika blokları ilə effektiv əlaqələndirməyə imkan verir [3]. Elementlərinin sayı 200X200 olan PdSi - Si kontaktları bazasında qəbuledicilərdən istifadə etməklə yaradılan IQ kamerasının ayırdetmə qabiliyyəti televiziyanın ayırdetmə qabiliyyətinə yaxın olur. Bundan əlavə, təsvirin qəbulu üçün yüksək həssashığa malik elementlər hesablayan (sayan) YƏC (yük əlaqəli cihazlar) qurğulu lövhədə asanlıqla formalasılır. Belə uzlaşma perspektivdə vahid texnoloji tsiklə tabe olmayan kadmium - civə telluridləri qəbuledicilərindən istifadə əsasında sistemlərlə müqayisədə daha ucuz televiziya sistemlərinin yaradılmasının mümkün olmasına tövfin edir.

Bələliklə, tamamilə nazik PdSi təbəqələrinin, onlar əsasında fotohəssas qurğuların alınma texnologiyası və onların elektrik, fotoelektrik xassələrinin tədqiqi baxılan strukturlarda fiziki proseslərin xüsusiyyətlərini aydınlaşdırmaq üçün böyük maraq kəsb edir.

PdSi – Si ƏSASINDA FOTOHƏSSAS ELEMENTLƏ-RİN HAZIRLANMA TEXNOLOGİYASI

Girişdə deyildiyi kimi, PdSi - Si kontaktı əsasında Şottki çəpərlə diodlar səpkətrin IQ oblastı üçün dedektor kimi isti-

fadə edilə bilər. Lakin bu qəbuledicilərin kvant effektivliyi p-n keçidləri və göstərilən yarımkiricilər əsasında hazırlanmış fotoqəbuledicilərlə müqayisədə kiçikdir. Kvant effektivliyini artırmaq üçün Şottki qəbulediciləri “optik rezanator” şəklində hazırlanır: burada PdSi-nin qalınlığı 120Å-dən artıq olmamalıdır. Bu məqsədlə bizim tərəfimizdən nazik PdSi - Si kontaktlarının alınması üçün çoxtəbəqəli metallaşma texnoloji rejimi işlənmişdir.

Metal təbəqəsi ilə silisium arasında reaksiya nəticəsində silisidin formalasılması zamanı metallik təbəqənin istifadə etdiyi silisiumun miqdarını nəzərə almaq lazımdır. Bu hesablama cədvəl 1-də verilmişdir. Burada Pd, Si və PdSi-nin sixlıqlarının nəzəri qiymətlərindən istifadə edilmişdir. Lakin hələ hazırda belə rejimin praktiki reallaşması tozlandırma qurğularının təkmil olmaması baxımından çətindir. Sonrakı nəticələr birtəbəqəli metallaşma rejiminə aid olacaq.

Cədvəl 1

Təbəqələr	Qalınlığı, Å
I təbəqə Pd	70
II təbəqə Si	15
III təbəqə Pd	12
IV təbəqə Si	14
V təbəqə Pd	10
VI təbəqə Si	14
VII təbəqə Pd	10

Birtəbəqəli metallaşma zamanı fotohəssas strukturların hazırlanma prosesini aşağıdakı ardıcılıqla təsvir etmək olar:

- p - tip (n - tip) silisiumun oksidləşməsi;
- mühafizə olunan n(p) oblastların formalasılması üçün pəncərələrin açılması;
- n(p) oblastların formalasılması üçün fosforun (borun) diffuziyası;
- çəpər təbəqələrin formalasılması üçün pəncərələrin açılması;
- nazik Pd metal təbəqənin çəkilməsi;
- PdSi yaranması üçün vakuumda və qaz qarışığında tabalma;
- reaksiyaya girməyən Pd və SiO₂ təbəqələrinin götürülməsi;
- TiW diffuzion çəpər təbəqəsinin və Al kontaktın çəkilməsi;
- təbəqəyə qədər kontakt pəncərələrdən TiW ərintisinin və Al-nun silinməsi;
- işıqlanan örtüyün çəkilməsi.

Texnoloji əməliyyatların sayını azaltmaq üçün bizim tərəfimizdən spektral məkmət diapazonda işləyən fotoqəbuledicilərin hazırlanmasının yeni metodu təklif edilmişdir ki, bu

metodun mahiyəti aşağıdakılardan ibarətdir: PdSi ərintisinin əvəzinə PdTiW və ya Ti / PdTiW-dən istifadə etmək.

Əsas istiqamətlər üzrə texnoloji əməliyyatlar aşağıdakılardan ibarətdir:

- lövhələrin oksidləşməsi;
- oksiddə pəncərələrin açılması;
- PdTiW və ya Ti / PdTiW-nin tozlandırılması;
- PdSi təbəqəsinin alınması üçün tabalma;
- pəncərələrə TiW – in aşındırılması;
- alüminium kontaktın tozlanması.

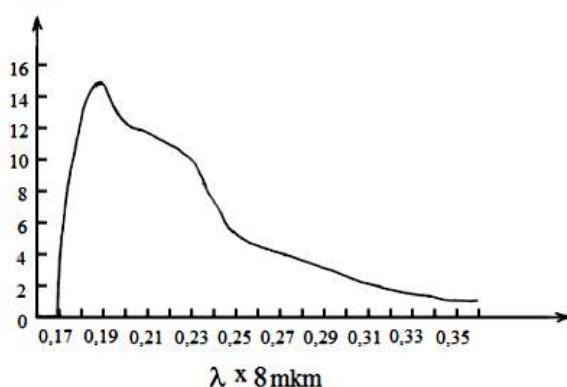
Ərintini təşkil edən komponentlərin müxtəlif diffuziya əmsalına malik olduqları üçün tabalma prosesində faza təbəqələşməsi baş verir və platin silisiumla reaksiyaya girərək silitsid yaranır. Yaranan TiW ərinti diffuziya çəpəri rolunu oynayır ki, bu da öz növbəsində cihazın deqradasiya olunmasının qarşısını alır.

Pd-Si STRUKTURUNUN FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Yük daşıyıcıların köçürülməsi mexanizmi haqqında əlavə informasiyanı fotoelektrik ölçmələr zamanı almaq olar. İşdə PdSi - n - Si və PdSi - p - Si strukturlarının fotoelektrik xassələri öyrənilmişdir. Bu fotoelektrik ölçmələr üçün iki tip cihazdan istifadə edilmişdir. Birinci tip cihazlar əvvəldə göstərilmiş texnologiya üzrə hazırlanıb: bu zaman planar omik və həmçinin diffuzion-çəpər təbəqələri bütöv, ikinci halda isə həlqəvi formaya malikdir [4].

Strukturun işıqlanması zamanı fotocərəyan yalnız, tətbiq olunan gərginliyin polyarlığı aşağıda yerləşən qeyri-şəffaf alüminium elektroddakı müsbət potensiala uyğun gəldikdə yaranır. Gərginliyin əks polyarlığında fotocərəyanın artması eksperimentin xətası daxilində qiymətə malik olan qaranlıq cərəyanı ilə müqayisədə çox kiçik olmuşdur. Bu fakt onu göstərir ki, müşahidə etdiyimiz fotocərəyan silisium lövhənin həcmi fotokeciriçiliyi ilə deyil, metal elektroddakı daşıyıcıların silisium lövhəyə fotoemissiyası ilə bağlıdır. Şəkil 1-də PdSi - p - Si strukturunun həssashığının spektral asılılığı verilmişdir.

R, şərti vahid



Şəkil 1. PdSi - p - Si strukturunun həssashığının spektral asılılığı. T = 77K.

Fotocərəyanın maksimumunun vəziyyəti silisiumun udulmasına uyğun gəlir. Uzundalğalı sərhədin böyüməsi elektronların metaldan silisiuma fotoemissiyası ilə əlaqədardır. Bu fotodiодların spektral xarakteristikalarının uzundalğalı sərhədi çəpərin hündürlüyü ilə təyin olunur:

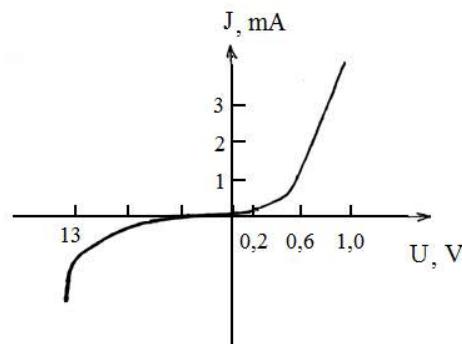
$$\lambda = 1,24 / q\varphi_v$$

burada, λ – işığın dalğa uzunluğu, $q\varphi_v$ - potensial çəpərin hündürlüyüdür. PdSi - n - Si strukturları üçün $q\varphi_v = 0,74$ eV, fotoeffektin qırmızı sərhədi 0,2 mkm-də uyğundur.

PdSi - n - Si strukturları üçün cərəyan həssaslığı otaq temperaturunda $\lambda=2$ mkm dalğa uzunluğu üçün maksimumda 45 mA/Vt qiymətini alır. Fotohəssaslığın kiçik olması isə 100Å qalınlığında PdSi-nin maksimum udmaya malik olmalıdır. PdSi - Si strukturu əsasındaki şüalanma qəbulediciləri spektral xarakteristikasına görə adı silisium fotodiöldəndən onunla fərqlənir ki, onların fotohəssaslığının spektral diapazonu kifayət qədər genişdir.

Şəkil 2-də düşən şüalanma zamanı PdSi - p - Si strukturlarının VAX-1 (volt-amper xarakteristikası) verilmişdir. Göründüyü kimi işıqlanma zamanı tədqiq olunan strukturlardan keçən cərəyanın kifayət qədər dəyişilməsi müşahidə olunur.

Tətbiq olunmuş əks gərginliyin kiçik qiymətlərində (0,2 - 0,8V) şüalanma zamanı tədqiq olunan strukturlardan keçən cərəyan 150÷250, gərginliyin bir qədər böyük (1 - 2V) qiymətlərində 300÷350, gərginlik 6 - 8V olduqda isə 10^3 dəfə dəyişir. Deməli, PdSi - p - Si strukturlarının SBŞ optimal iş rejimi $U_R = 6 - 8V$ arasındadır. Böyük gərginliklərdə sizmə cərəyanları kəskin artır və tədqiq olunan nümunələrin deşilməsi baş verir (ışiq mənbəyi kimi $\lambda=3$ mkm dalğa uzunluğuna köklənmiş IKC-14A spektrometri istifadə edilir, işıq isə PdSi üzərinə Si tərəfdən düşür).



Şəkil 2. PdSi - p - Si əsasında Şottki diodonun volt-amper (VAX) xarakteristikası. T = 80K.

Bələliklə, işıqlanma zamanı planar omik kontaktlı strukturlardan keçən cərəyanın dəyişməsi həlqəvi kontaktlı cərəyanlardan keçən cərəyanın dəyişməsinə nisbətən çox kiçikdir. Çox güman ki, bütöv kontakt zamanı fotogenerasiya olunmuş deşiklər metalin elektronları ilə rekombinasiya olunur və fazalararası sərhədə çatır.

-
- [1] V.I. Strikha, V.V. Ilchenko, E.V. Buzanova. Radio-tehnika i elektronika, 1985, v. 5, № 3, s. 998-1001.
[2] P.A. Bogomolov, V.I. Sidorov, I.F. Usoltsev. Priyomnie ustroystva IK-sistem. M: Radio i svyaz, 1987, s. 208.
[3] F.F. Martin, H. Elabd. Infrared Schottky barriers focal plane technologi.- SPIE proceedings, 1981, V311, p. 102-111.
[4] Fotopriyomniki vidimogo i IK-diapazonov (per. s angl.) pod. red. R.J. Kiesa, M: Radio i svyaz, 1985, s. 325.

E.A. Kerimov, B.A. Guluzade, Sh.A. Bayramova, R.R. Gasanova

TECHNOLOGY FOR PRODUCING STRUCTURES PdSi - Si AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES

The obtaining technology of PdSi - Si structures and photoelectric properties of Schottky barrier is investigated in this article. It is observed that the creation of Schottky receiver in «optical resonator» with a thin layer of PdSi leads to coefficient increase of the quantum photoemission. The radiation absorption degree of photosensitive structure depends not only on PdSi thickness, but also on the dielectric material thickness.

Э.А. Керимов, Б.А. Гулузаде, Ш.А. Байрамова, Р.Р. Гасанова

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ СТРУКТУР PdSi - Si И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В данной статье исследованы технология получения PdSi - Si структур и фотоэлектрические свойства барьера Шоттки. Обнаружено, что создание Шоттки приемника в виде «оптического резонатора» с тонким слоем PdSi приводит к росту коэффициента квантовой фотозиссии. Степень поглощения излучения фоточувствительной структуры зависит не только от толщины PdSi, а также от толщины и материала диэлектрика.

Received: 23.10.09

MOBİL RABİTƏ SİSTEMLƏRİNİN YARATDIĞI SAHƏLƏRİN ELEKTROMAQNİT TƏHLÜKƏSİZLİYİ NÖQTEYİ-NƏZƏRİNDƏN ANALİZİ

E.Ə. KƏRİMÖV, T.M. ABDULLAYEVA, A.B. MARDAXAYEV, A.Ş. XIDIROV

*Milli Aerokosmik Agentliyi Elmi Tədqiqat Aerokosmik İnformatika İnstitutu
Bakı, AZ-1106, Azadlıq pr., 159*

Ş.Ə. BAYRAMOVA

*Milli Aerokosmik Agentliyi Məxsusi Konstruktur Bürosu
Bakı, AZ-1106, S.S. Axundov küç. 1, korpus 2*

Məqalədə mobil rabitənin rəqəmsal sistemlərinin texniki xarakteristikaları analiz edilmişdir. Tezliyə, zamana və koda görə sıxlığından abonent kanallı mobil rabitə antenalarının yaxınlığında elektromaqnit sahələrinin xüsusiyyətləri araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, elektromaqnit monitorinqi üzrə aparılan işlərdə rəqəmsal siqnalın nisbi geniqliqlə spektrinin antenaların şüalanma xarakteristikalarına təsiri nəzərə alınmalıdır.

Müasir cəmiyyəti səciyyələndirən ən mühüm cəhətlərdən biri texnikanın geniş vüsət alması nəticəsində texnosferdə baş verən bir sıra zərərli kompleks təhlükələrin geo və biosferə sırayat etməsidir. Əgər təxminən 25-30 il əvvəl gigiyenik normalar nöqteyi-nəzərindən zərərli hesab olunan güclü elektromaqnit sahələrinin təsirinə müəyyən qrup insanlar – professionallar məruz qalırdısa, indi demək olar ki, yaşayış məntəqələrində bilavasitə yerləşdirilmiş televiziya, naviqasiya, peyk və mobil rabitə sistemlərinin təsirinə milyonlarla insan məruz qalır.

Son yarım əsr ərzində təkcə mülkü təyinatlı radiotexniki qurğuların gücü milyon dəfəyə yaxın artıb. Ekspertlərin fikrincə hazırda ətraf mühitin elektromaqnit çirkənməsi səviyyəsi hətta kimyəvi çirkənmənin səviyyəsinə çatmışdır və əgər elektromaqnit şüalanma mənbələrinin sayının və gücünün indiki artım tempi saxlanılsada ən yaxın bir zamanda o kimyəvi çirkənməni də ölüb keçə biləcəkdir.

Müasir rabitə texnologiyaları informasiya ötürən rəqəmsal sistemlərin (İÖRS) geniş tətbiqi ilə səciyyələnirlər. Bu onunla əlaqədardır ki, analog sistemlərinə nisbətən rəqəmsal sistemlər 1) faydalı siqnalı daha az təhrif edir; 2) bir kanala müxtəlif informasiyaları daşıyan siqnalları ötürmək olur və nəhayət 3) rəqəmli siqnallar xarici təsirlərə qarşı daha dayanıqlı olduğu üçün bir radiokanal vasitəsilə analog ötürmə sistemlərinə nisbətən daha çox sayıda abonent kanallını təşkil etmək mümkündür. Hal-hazırda geniş istifadə edilən (İÖRS)-ləri əsas texniki xarakteristikalarına (tezlik zolağının eninə, modulyasiya üsuluna, informasiya siqnalının formalasdırılması üsuluna və s.) görə aşağıdakı kimi təsnifatlaşdırılmalıdır: personal rabitə (peydjinq) sistemləri, mobil rabitə sistemləri, rəqəmsal teleyayım sistemləri və internet radioşəbəkə sistemləri.

Elektromaqnit sahələrini şüalandıran sistemləri, o cümlədən, rəqəmsal mobil rabitə sistemlərini layihələndirilən zaman əsas diqqət yetirilməli məsələlərdən biri ötürücü antenaların ətrafinda elektromaqnit şüalanmanın səviyyəsinin analiz edilməsindən ibarətdir. Hər bir antenanın müəyyən dispersiya xassələrinə rəqəmsal siqnalın isə nisbətən daha geniş spektrə malik olduğunu nəzərə alsaq, antena sistemlərinin elektromaqnit sahələrini monoxromatik yaxınlaşma metodu ilə analiz etmək praktiki olaraq mümkün deyil və ya göstərilən sistemlərin yaratdığı elektromaqnit şüalanmasının real mənzərəsi haqq-

ında adekvat təsvir verilə bilməz. Bu da öz növbəsində adı çəkilən sistemlərin elektromaqnit təhlükəsizliyinin təmin olunmasında mənfi nəticələrə gətirib çıxara bilər. Beləliklə rəqəmsal informasiya ötürücü sistemlərin antenalarının ətrafında elektromaqnit sahələrin hesablama yolu ilə proqnozlaşdırılması metodları və texniki vasitələrin işlənməsi günün aktual məsələlərindən biridir.

Müasir mobil rabitə sistemlərinin əsas funksiyalarından biri iri həcmli informasiya mübadilələri axınlarını konsentrasiya etməkdən, yəni rabitə kanallarının tezlik-məkan oblastında lokallaşdırılması və onların ümumi fiziki ötürmə traktında birləşdirilməsindən ibarətdir. Bu məsələ isə ya radiokanalaların birləşdirilməsi və yaxud abonent kanalların sıxlığından ibarətdir. Bu məsələ isə ya radiokanalaların birləşdirilməsi və yaxud abonent kanalların sıxlığından ibarətdir. Birinci halda hər bir radiokanalala bir verici uyğun gəlir və radiokanalaların birləşdirilməsi xətti traktda (daşıyıcı tezliklərdə və nominal güc səviyyələrində) həyata keçirilir.

İkinci halda isə sıxlığından ibarətdir. Abonent kanallarının bir ümumi radiokanal daxilində birləşdirilməsi ilə həyata keçirilir. Texniki cəhətdən abonent kanallarının sıxlığından ibarətdir. Abonent kanallarının sıxlığından ibarətdir. Aralıq tezliklərdə və gücün aşağı səviyyələrində aparılması ilə həll edilir. Nəticədə abonent kanallarının elementar siqnallarından təşkil olunmuş mürəkkəb siqnal alınır və bu siqnal vericinin modulyatoruna ötürülür.

İndi isə elektromaqnit təhlükəsizliyi nöqteyi-nəzərindən radiokanalaların birləşdirilməsi və abonent kanallarının sıxlığından ibarətdir. Abonent kanallarının sıxlığından ibarətdir. Zamanı şüalanma xarakteristikalarının analizinin spesifik xüsusiyyətlərinə baxaq.

Radiokanalaların birləşdirilməsi zamanı sahənin səviyyəsi hər bir kanala xidmət edən vericilərin birləşdirilməsi ilə həll edilir. Hər bir kanalın xidmət edən vericilərin birləşdirilməsi ilə həll edilir. Nəticədə abonent kanallarının elementar siqnallarından təşkil olunmuş mürəkkəb siqnal alınır və bu siqnal vericinin modulyatoruna ötürülür.

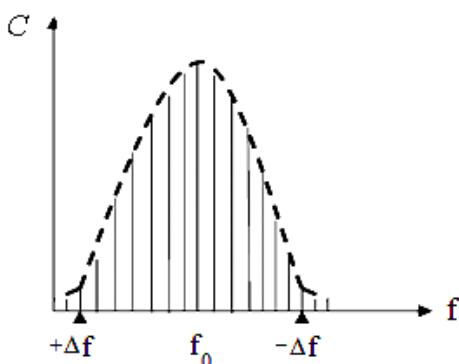
Verici bir abonent kanalına xidmət göstərdiyi zaman siqnal zamanın harmonik funksiyasına çox yaxın şəkildə olur. Siqnalın spektri olduqca dar tezlik zolağını əhatə edir. Buna görə də radiokanalaların birləşdirilmə metodlarından asılı olmayaraq vericilərə ayrı-ayrı texniki qurğular kimi baxmaq olar və bu zaman sahənin analizi üçün ənənəvi üsulların tətbiqi heç bir çətinlik törətmir (əlbəttə, bir vericinin yaratdığı

sahənin adekvat müəyyən edilməsi məsələsi həll olunmuş dursa.

Abonent kanallarının ümumi bir radiokanalda sixlaşdırılması zamanı bu kanalın tezlik zolağının genişlənməsi (bir abonent kanalının spektrinə nəzərən), siqnalın formasının mürəkkəblişməsi (harmonik siqnalı nəzərən) baş verir. Spektrin tezlik zolağının genişlənməsi və siqnalın formasının zamanın funksiyası kimi dəyişilməsi sixlaşdırılma metodlarından asildır. Tətbiq olunan sixlaşdırma metodlarını 3 sinfə bölmək olar: tezliyə görə sixlaşdırma (mobil rabitədə FDMA kimi işarə olunur), zamana görə sixlaşdırma (TDMA) və kodda görə sixlaşdırma (CDMA).

Tezliyə görə sixlaşdırma. (TS) zamanı tezlik oxunda abonent siqnallarının spektral zolaqları bir-biri ilə kəsişmir, abonent kanallar tezlik-seçici (tezlikayarıcı) qurğuların vasitəsi ilə əlaqələndirilir. Şəkil 1 – də tezliyə görə sixlaşdırılmış siqnalın spektri (spektral sixlıq funksiyası) təsvir edilmişdir.

Tezliyə görə sixlaşdırılma zamanı abonent siqnallarının birləşdirilməsi, intermodulyasiya təhriflərinə yol verilməməsi üçün, sistemin xətti hissəsində həyata keçirilir. Bu isə hər abonent kanalı üçün ayrıca vericidən istifadə olunmasını zəruri edir. Vericilərin çıxışları tezlik-ayırıcı qurğusu vasitəsilə birləşdirilir. Buna görə də fiziki əsaslar və texniki reallaşdırma nöqteyi-nəzərindən tezliyə görə sixlaşdırma mahiyyətə radiokanalların tezlik-ayırıcı qurğusu və ya toplama körpü qurğusu vasitəsilə birgirişli antenaya birləşdirilməkdən ibarətdir. Hər bir birləşdirilən radiokanal hüdüdlərində bir abonent kanal təşkil olunur.



Şəkil 1. Tezliyə görə sixlaşdırılmış siqnalların spektri
(C – spektral sixlıq funksiyası).

TS-nin qeyd olunan bu xüsusiyyəti hər bir abonent kanalının vericisinə ayrıca tezlik zolaqlarının dar olduğu üçün elektronaqnit təhlükəsizliyini qiymətləndirən zaman yekun intensivliyi təyin etmək üçün ənənəvi metodlardan istifadə etməyə (hətta müxtəlif abonent kanallarının tezlik zolaqları müxtəlif cür normallaşdırılan diapazonlara düşdürüyü zamanda da) imkan yaradır.

TS üsulundan ilkin siqnalın strukturu həm analog və həm də rəqəm formasında olduqda da istifadə etmək olur. Məsələn analog forması mobil rabitənin NMT – 450, NMT – 900, AMPS standartlarında, rəqəm forması isə bilavasitə görünüş radiorele rabitə sistemlərində tətbiq olunur.

TS zamanı kanalın eni kanallar arasındaki tezlik ayırımına bərabər olur və $10\text{--}30\text{kHs}$ təşkil edir.

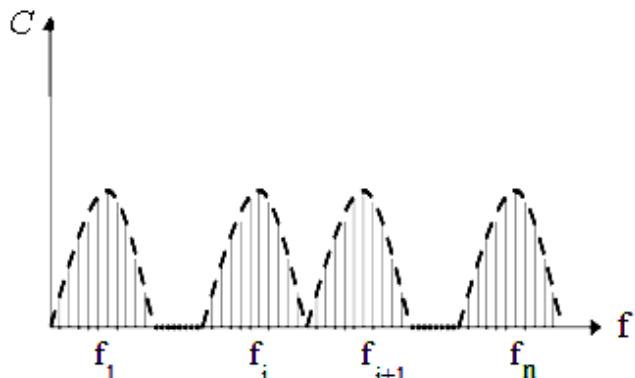
Zamana görə sixlaşdırma. (ZS) zamanı abonent siqnal rəqəmsal formada təsvir edilir və qısa impulslar vasitəsilə ötürülür.

Bu zaman hər bir siqnalda aid impuls üçün zaman oxunda müəyyən zaman aralığı hüdudlarında – *zaman kadrında* (bu kadr sixlaşdırılan kanallar üçün ümumidir) tam dəqiq müəyyən edilmiş yer ayrıılır.

Qonşu kanalların impulsları zaman oxunda kəsişmirlər, amma ayrı-ayrı abonent kanalların spektrlerinin tezlik zolaqları tezlik oxunda kəsişirlər. Bu vəziyyət kanalların tezlik – seçici qurğuların köməyi ilə ayırd edilməsinə imkan vermir. Buna görə də qəbuledici tərəfdə ayırd edilmə zaman oblastında həyata keçirilir: yəni verilmiş abonent kanalının qəbul etmə trakti elə zaman anlarında açılır ki, məhz həmin anlarda uyğun impulslar daxil olur.

Riyazi nöqteyi – nəzərdən ZS ilkin siqnalın (rəqəmsal formalı) ortoqonal funksiyalar sistemi təşkil edən kəsik – sabit periodik (period kadrların təkrarlanması perioduna bərabər olmalıdır) funksiyalar bazisində təsvir edilməsi deməkdir. Bu funksiyalar zaman oxunda kəsişmirlər. Bu zaman qəbulediciinin impuls iş rejimi qəbul edilmiş cəm siqnalın uyğun bazis funksiyasına skalyar vurulmasından ibarət olur. Şəkil 2-də ZS siqnalın spektri təsvir edilmişdir. Abonent siqnalın qısa impulslar şəklində ötürülməsi tezlik zolağının kəskin böyüməsinə səbəb olur. Bu zaman bir vericinin xidmət göstərdiyi radiokanalın da tezlik zolağının əhəmiyyətli dərəcədə genişlənməsi baş verir. Belə ki, tam sürətlə siqnalların ötürülməsi zamanı rəqəmli mobil rabitə standartlarında zolağın eni aşağıdakı qiymətlərə malikdir: 200kHz (GSM standartı, 8 sixışdırılan abonent kanalı), 30kHz (D-AMRS standartı, 3 sixışdırılan kanal), 25kHz (JDS standartı, 3 sixışdırılan kanal).

ZS mobil rabitə sistemlərində 450MHz, 900MHz, 1800MHz tezlik diapazonlarından istifadə edilir.

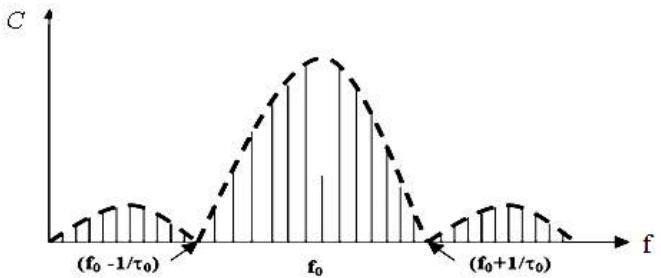


Şəkil 2. Zamana görə sixlaşdırılmış siqnalların spektri
(C – spektral sixlıq funksiyası)

Kodla sixlaşdırma. (KS) ilkin abonent siqnalların ortogonal (və ya ona yaxın) sistem təşkil edən xüsusi impuls funksiyalarla – psevdotəsadüfi ardıcılıqlarla, Uols funksiyaları, və s. İlə kodlaşdırılmasından ibarətdir. İlkin siqnal rəqəmli formada ötürülmər, impulslar isə göstərilən funksiyalara uyğun siqnal larla modulyasiya olunur. Qəbuledici tərəfdə qəbul edilmiş cəm siqnal verilmiş abonent kanalına uyğun funksiyaya skalyar olaraq vurulur və ortoqonalıq sayəsində abonent siqnalı ümumi siqnaldan ayırməq mümkün olur.

Riyazi nöqteyi-nəzərdən KS zamanı ZS-də tətbiq edilən prinsipdən istifadə olunur. Fərq yalnız bazis funksiyaların seçilməsindədir. Elə bununla izah olunur ki, ZS-yə nisbətən KS ilə daha çox sayıda kanalı sıxlaşdırmaq olur. Buna uyğun olaraq bir abonent kanalının və yekun siqnalının spektrlərinin əhəmiyyətli dərəcədə genişlənməsi bşş verir. Şəkil 1c-də KS siqnalının spektri təsvir edilmişdir (CDMA, standart İS - 95). Göründüyü kimi TS və ZS-ə nisbətən KS-də radiokanalın spektri daha geniş zolağı əhatə edir. DCS (standart İS - 95) mobil sistemində bir radiokanalda 64 abonent kanalı formalasdırmaq olur. Bu zaman radiokanalın zolağının eni 1,23 MHz təşkil edir.

Mobil KS rabitədə 900 MHz və 1800 MHz tezlik diapazonlarından istifadə olunur.



Şəkil 3. Koda (CDMA, standart İS - 95) görə sıxlaşdırılmış siqnalların spektri (C – spektral sıxlıq funksiyası).

- [1] A.L. Buzov, L.S. Kazanskiy, V.A. Romanov, Yu.M. Spodobaev. Под ред. A.L. Buzova. Antenno-fidernie ustroystva sistem sukhoputnoy podvijnoy svyazi. M.: Radio i svyaz, 1997, 150 s. (rusca)
- [2] Antenno-fidernie ustroystva: tekhnologicheskoe oborudovanie i ekologicheskaya bezopasnost. A.L. Buzov,

- L.S. Kazanskiy, A.D. Krasilnikov i dr.; Под ред. A.L. Buzova. M.: Radio i svyaz, 1998, 221 s. (rusca)
- [3] Radioreleyne i sputnikovye sistemi peredachi. A.S. Nemirovskiy, O.S. Danilovich, Yu.I. Marimont i dr. Pod red. A.S. Nemirovskogo. M.: Radio i svyaz, 1986. (rusca)

E.A. Kerimov, T.M. Abdullayeva, Sh.A. Bayramova, A.V. Mardakhayev, A.Sh. Khidirov

ANALYSIS OF THE FIELDS EMITTED BY MOBILE COMMUNICATION SYSTEMS IN TERMS OF ELECTROMAGNETIC SECURITY

The main technical characteristics of digital communication systems of cellular bond are analyzed in this paper. The peculiarities of the electromagnetic fields near the antenna of digital communication systems of cellular bond with frequency, time and code interleaving of subscriber channels. It is shown that it is necessary to pay attention to relative broadbandness of digital signal spectrum on antenna radiation characteristics at carrying out of works on electromagnetic monitoring.

Э.А. Керимов, Т.М. Абдуллаева, Ш.А. Байрамова, А.В. Мардахайев, А.Ш. Хидиров

АНАЛИЗ ПОЛЕЙ, ИЗЛУЧАЕМЫХ СИСТЕМАМИ СОТОВОЙ СВЯЗИ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

В статье проанализированы основные технические характеристики цифровых систем сотовой связи. Рассмотрены особенности электромагнитных полей вблизи антенн цифровых систем сотовой связи с частотным, временным и кодовым уплотнением абонентских каналов. Показано, что при выполнении работ по электромагнитному мониторингу, необходимо учитывать влияние относительной широкополосности спектра цифрового сигнала на характеристики излучения антенн.

Received: 12.11.09

THE SCATTERING CHARACTER AND CONDUCTION MECHANISM OF CHARGE CARRIERS IN $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ALLOYS

S.A. ALIYEV, R.I. SELIM-ZADE

H.M. Abdullayev Institute of Physics of the NAS of Azerbaijan, Az-1143, Baku, H. Javid ave., 33

I.Kh. MAMEDOV

Azerbaijan National Aviation Academy, Az-1057, Baku, Bina

The complex investigation of thermomagnetic phenomena in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ system in wide temperature interval and concentrations in weak and strong magnetic fields has been carried out. Lorentz number $L_{ex}(T,n)$ and electron heat conduction K_{el} are obtained. It is seen that L_{ex} in wide interval of n and T is less than Zommerfeld value L_0 . By comparison of experimental data with theory taking into consideration the non-elasticity influence on L_0 is established that non-elasticity is mainly caused by electron collision. The non-elastic scattering on polar optical phonons achieves 7% in average temperature interval. It is established that $R(T)$ increase in samples with strongly expressed electron gas is partially caused by non-parabolicity of conduction band of $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$.

INTRODUCTION

The experimental and theoretical investigations of thermomagnetic and thermoelectric properties show that non-elastic scattering of charge carriers in narrow-band semiconductors strongly influences on kinetic effects caused by the presence of temperature gradient [1-11]. The analysis of these results shows that experimental definition of Lorentz number L_{el} and electron heat conduction component K_{el} is possible with the use of thermomagnetic and thermoelectric properties at optional classic magnetic fields including the low ones ($uH/c << 1$). This allows us to expand the field of investigations of concentration and temperature dependences of Lorentz number L_{ex} (n, T) and electron heat conduction K_{el} (n, T) in detail.

The system of solid solutions $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ is the most suitable object for complex investigations of electric, thermoelectric and thermomagnetic properties of massive and thin-film samples of n- and p-type and also in mixed region of conduction [1-15]. In particular, the questions of scattering character revealing of charge carriers in wide temperature interval and concentration and also conduction mechanism in narrow-gap and non-gap compositions $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ take an interest. L_{ex} and K_{el} with different electron concentrations are defined in earlier investigated work [11] for three samples $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$.

In some semiconductor series the Hall coefficient $R(T)$ passes maximum or it increases with temperature in the case of strong electron gas degeneracy on comparison with the normal two-band case (when $R(T)$ has constant value). The physical causes of the given phenomenon are different. Some of them are: conduction of impurity band located in condition band [16,17], the presence of quasi-local impurity bands in forbidden band [18], the taking of degeneration of electron gas in case of electron scattering on ionized regions by impurities, influence of hard charge carriers, located in valency band. The $R(T)$ increase in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ system and its passing maximum the causes revealing of which also takes the interest.

EXPERIMENTAL RESULTS AND THEIR DISCUSSION

In work [11] the investigation of magnetic field influence on electron part of heat conduction $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ for three samples with $n=4.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and $n=3.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ has been carried out. As the scattering non-elasticity takes place in narrow-gap and non-gap semiconductors and semi-metals

and non-elasticity parameter L_{ex}/L_0 enters in formulas of thermomagnetic and thermoelectric coefficients then the definition of K_{el} and L_{ex} is correct for data from Madji-Rig-Luk effect in classical strong magnetic fields ($uH/c >> 1$). However, the introduction of L_{ex}/L_0 relation of thermomagnetic and thermoelectric coefficients at carrying out of some experiment conditions described in [1,2] can be used for L_{ex} definition.

Let's consider the some of them. The value of electron heat conduction in strong magnetic field with taking into consideration of non-elasticity degree of L_{ex}/L_0 has the form:

$$K_{el} = \Delta K_{H \rightarrow \infty} = \frac{1 + \left(\frac{uH}{c} \cdot \frac{L_{ex}}{L_0} \right)^2}{\left(\frac{uH}{c} \cdot \frac{L_{ex}}{L_0} \right)^2} \cdot \Delta K \quad (1)$$

from which it is followed that $K_{el} = \Delta K_{H \rightarrow \infty}(H)$ can be defined if we know the relation L_{ex}/L_0 . One can define L_{ex} from (1) then introducing it in $K_{el} = L_{ex}\sigma T$ we can define the electron component of heat conduction.

The L_{ex}/L_0 value can be defined from the following dependence:

$$\Delta K(H) = \frac{\left(\frac{uH}{c} \cdot \frac{L_{ex}}{L_0} \right)^2}{1 + \left(\frac{uH}{c} \cdot \frac{L_{ex}}{L_0} \right)^2} K_{el}, \quad (2)$$

which is correct at arbitrary value H [4].

In this case we should select the value L_{ex}/L_0 up to coincidence of calculation and experimental ones as in the previous case and calculate $k_e = (L_{ex}/L_0)\sigma T$.

The analogous task is solved by investigation of longitudinal and transversal Nernst-Ettinghausen effects.

$$\Delta \alpha_\infty = \Delta \alpha \cdot \frac{1 + \left(\frac{uH}{c} \cdot \frac{L_{ex}}{L_0} \right)^2}{\left(\frac{uH}{c} \cdot \frac{L_{ex}}{L_0} \right)^2} \quad (3)$$

$$\frac{Q_{H \rightarrow 0}^\perp}{R\sigma} \frac{L_{ex}}{L_0} = \Delta\alpha_\infty \quad (4)$$

In (4) at weak fields ($uH/c \ll 1$) $Q_{H \rightarrow 0}^\perp$ has the constant value from which it follows:

$$\frac{L_{ex}}{L_0} = \frac{\Delta\alpha_\infty R\sigma}{Q_{H \rightarrow 0}^\perp} \quad (5)$$

Thus, measuring $\Delta K(H)$, $\Delta\alpha(H)$ at given values of H и Q_{iz}^\perp at weak fields by formulas (2)-(5) as independent methods, L_{ex}/L_0 and electron and phonon parts of heat conduction are defined.

It is also known that transversal N-E dimensionless field ε_y and Rig-Leduk coefficient at inelastic scattering character pass maximum not at $uH/c=1$ as it happens at elastic scattering character, but at $uH/c>1$ values [4]:

$$-SH\left(\frac{uH}{c}\right) = \frac{\frac{uH}{c} \cdot \frac{L_{ex}}{L_0}}{1 + \left[\frac{K_f}{L_0 \sigma T} \right] \left[1 + \left(\frac{uH}{c} \right)^2 \left(\frac{L_{ex}}{L_0} \right)^2 \right] \frac{L_0}{L_{ex}}} \quad (6)$$

and

$$\varepsilon_y = \frac{\Delta\alpha_\infty \cdot \left(\frac{uH}{c} \right) \cdot \left(\frac{L_{ex}}{L_0} \right)}{\frac{k}{e} \cdot \left[1 + \left(\frac{uH}{c} \right)^2 \left(\frac{L_{ex}}{L_0} \right)^2 \right]} \quad (7)$$

From (6) and (7) it follows that values of SH and ε_y maximums are defined by L_{ex}/L_0 relation, in detail the maximum takes place at

$$\frac{uH}{c} \cdot \frac{L_{ex}}{L_0} = 1 \quad (8)$$

then $\frac{uH}{c} = \frac{L_0}{L_{ex}}$. Therefore, the maximum position of these effects directly defines the inelasticity degree $\frac{L_{ex}}{L_0}$.

in the investigated sample

The above mentioned results for $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ system are important ones. Firstly, the sample $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ with $n=4.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ is the most suitable for affirmation of theory and earlier observable experimental data about maximum shifting $\varepsilon_y(uH/c)$ and $SH(uH/c)$ to the side of high values ($uH/c>1$) (fig.1 and fig.2). They allow us to define L_{ex}/L_0 and K_{el} for samples $n>4.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, obtain the data about L_{ex} and K_{el} with high accuracy, extend the temperatures L_{ex} and K_{el} and concentration $L_{ex}/L_0(n)$ intervals. The complex measurement of above mentioned coefficients in crystals $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ for compositions with $x=0.02; 0.04; 0.08$ and 0.12 has

been carried out with this aim. $L_{ex}/L_0(T, n)$ are calculated on the basis of experimental data by formulas (1)-(8) and are given in the table.

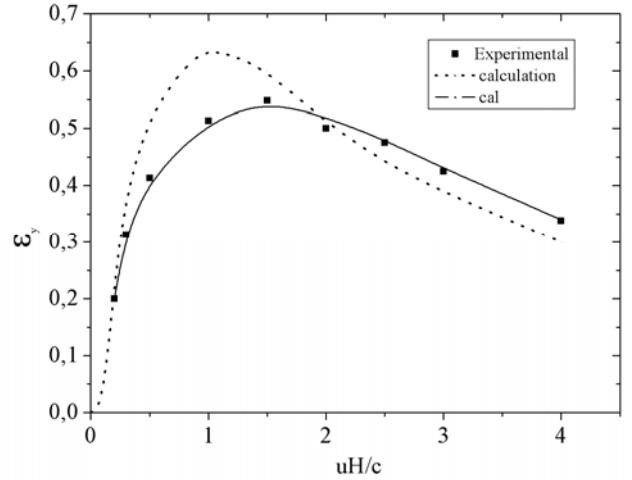


Fig.1. The dependence of Nernst-Ettinghausen dimensionless field (ε_y) on uH/c value. The points are experimental data. Curves are the calculation on formula (7) taking into consideration of elastic (hatch) and inelastic (solid line) electron scattering at $T=105\text{K}$.

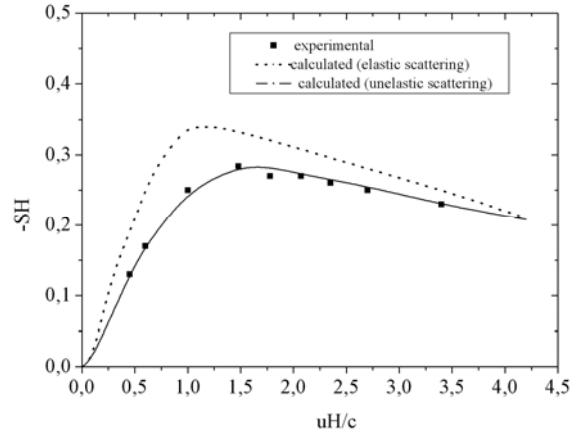


Fig.2. The dependence $-SH$ on uH/c value for $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ samples with electron concentration $n=4.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Curves are the calculation on formula (6) with taking into consideration of elastic (hatch) and inelastic (solid line) electron scattering at $T=93\text{K}$.

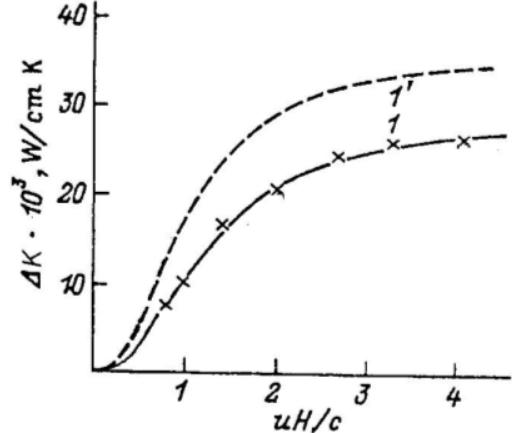


Fig.3. ΔK dependences on uH/c value for sample with concentration $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The points are experiment date, curve is calculation by formula (1) taking into consideration of elastic (hatch) and inelastic (solid line) electron scattering at $T=93\text{K}$.

Note that in calculative line $\Delta K(H)$ (fig.3) in the case of elastic character of electron scattering, the saturation is at $uH/c \approx 5 \div 6$ and at inelastic character is $(8 \div 9)$, i.e. inelasticity decreases the Lorenz force action on electrons taking part in transition of heat energy. It is clearly seen that ε_y at elastic scattering character passes through maximum at $uH/c=1$ and at inelastic scattering character at $(uH/c)>1$, moreover the curves of dependence of transversal effect $H\cdot\mathcal{E}$ calculated at elastic and inelastic scattering characters intersect after passing through maximum. This is also connected with the fact that in the case of inelastic scattering character the

effective value of magnetic field $\frac{uH}{c} \cdot \frac{L_{ex}}{L_0}$ is weaker than at elastic one.

At inelastic character the electron scattering the maximum of thermomagnetic effect $P\cdot\mathcal{J}(-SH)$ has the more fuzzy form. This is caused by the fact that relation $K_f/L_0\sigma T$ (formula (6)) influences on maximum position and increases under H action.

The theory of electron heat conduction and thermomagnetic phenomena in the case of inelastic scattering character of charge carriers is considered in works [3,4,7]. According to [3,6] at strong degeneration of electron gas ($\mu > 1$) if the energy of longitudinal optical phonons is significantly less than the given charge carrier energy whereas it is by the order kT ($\mu > h\omega_0$, $\mu = kT$) then Lorenz number L_{ex}/L_0 has the form in general:

$$\frac{L_{ex}}{L_0} = \left[1 + \frac{W_{ee}}{W_0} + \frac{U}{U_{op}} \left(\frac{L_0}{L_{ex}} - 1 \right)_{op} \right]^{-1}, \quad (9)$$

where $W_0 = (L_0\sigma T)^{-1}$ is heat resistance for elastic scattering, W_{ee} is heat resistance caused by collisions between electrons, u is experimental value of electron mobility, u_0 is mobility at carrier mobility on optic phonons. Consequently, the second summand is connected with taking into consideration of inelasticity because of collision between charge carriers and third one with scattering on polar optic phonons. As a result of calculation we obtain [7]:

$$\frac{W_{ee}}{W_0} = 2\pi^4 \frac{e^3 (kT)^2 (k_F \tau_r)^3 u n}{E_\infty^2 \hbar^3 k_F^3 v_F^4} \quad (10)$$

where v_F is velocity, k_F is quasi-impulse on Fermi level

$\tau_e = \left[\frac{\epsilon_\infty}{4\pi e^2 \rho(\mu)} \right]^{1/2}$ is screening radius corresponding to

dielectric constant ϵ_∞ $\rho(\mu) = \frac{3\pi n \alpha_\infty}{\pi^2 k^2 T}$ is density of states,

α_∞ is thermoelectromotive force in strong magnetic field, n is electron concentration. The calculation results L_{ex}/L_0 are given on fig.4 and 5 in the comparison with averaged values defined from (1) – (8) in the form of temperature and concentration dependences.

Note that experimental data of $L_{ex}/L_0(T)$ and $L_{ex}/L_0(n)$ below $T < 80\text{K}$ and $n < 4,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ are related to samples $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ – ($x=0,02; 0,04; 0,08$ and $0,12$). The obtained results allow us to conclude that scattering inelasticity in $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ alloys in

conditions of strongly degeneration of electron gas at $T \leq 50\text{--}60\text{K}$ temperatures and $n \geq 4,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ concentrations is mainly connected with electron collisions. The inelasticity part connected with electron scattering on polar optical phonons doesn't exceed 5-7% and reveals in $80\text{--}250\text{K}$ interval in $n \leq 4,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ range. The inelasticity absence at $T < 30\text{K}$ in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys is connected with the fact that the Rutherford scattering on impurity ions having the purely elastic character is the main mechanism of electron scattering at such low temperatures.

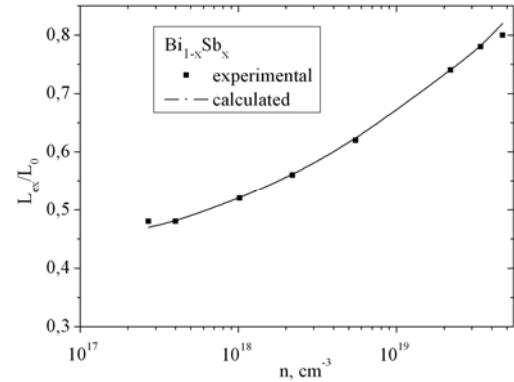


Fig.4. The dependence L_{ex}/L_0 on electron concentration in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$.

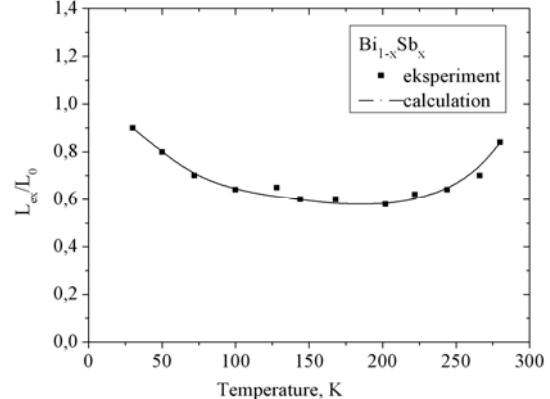


Fig.5. The dependence L_{ex}/L_0 on temperature in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$.

The temperature dependences K_f and $K_{el}(T)$ in Bi single crystal are investigated in work [15] in which it is established that inelasticity in Bi reveals only at $T \leq 30\text{K}$. The inelasticity absence in pure Bi at $T > 30\text{K}$ is explained by simultaneous participation of electrons and holes in heat conductivity, i.e. by small part of K_{el} . One can suppose that if the above mentioned more accurate methods for L_{ex} definition and division of K_{el} and K_f , then one can expand the inelasticity temperature interval to the side of high temperatures, but at Bi doping by Te atoms one can probably obtain the valuable results on scattering character.

Thus we can conclude that above mentioned formulas for thermomagnetic effects obtained on the base of phenomenological theory [4] taking into consideration the inelasticity influence on kinetic phenomena caused by presence of temperature gradient, are very useful ones for treatment of experimental results of thermomagnetic and thermoelectric phenomena and play the determinative role at revealing of the part of scattering inelastic character ($\frac{L_{ex}}{L_0}$)

and for division of electron and phonon compounds in heat conductivity.

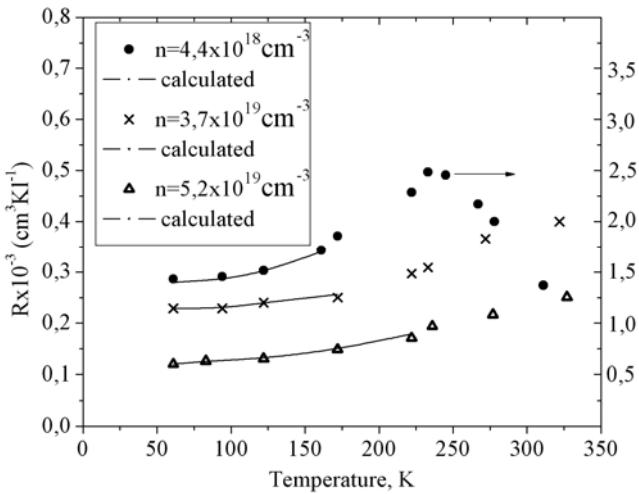


Fig. 6. The temperature dependence of Hall coefficient R .
1 - $n=4,4\cdot10^{18}\text{cm}^{-3}$, 2 - $n=3,7\cdot10^{19}\text{cm}^{-3}$, 3 - $n=5,2\cdot10^{19}\text{cm}^{-3}$.
Solid lines are calculation ones.

In the given work the temperature dependences $R(T)$ in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ are analyzed. $R(T)$ for three samples with $n_1=4,4\cdot10^{18}\text{cm}^{-3}$, $n_2=3,7\cdot10^{19}\text{cm}^{-3}$ and $n_3=5,2\cdot10^{19}\text{cm}^{-3}$ are presented on fig.6. It is seen that $R(T)$ increases for n_2 and n_3 samples from $T=140$ and 155K and R for n_1 increases from $T=90\text{K}$ and passes through maximum at $T=240\text{K}$.

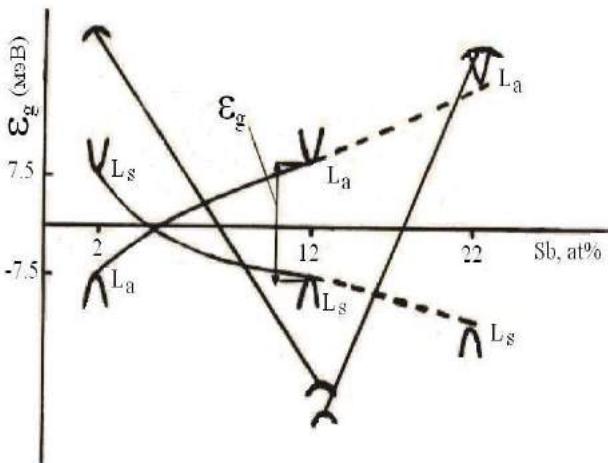


Fig. 7. Zone diagram of $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ system at $T \rightarrow 0$.

For explanation of the presented data it is necessary to analyze the existing models and explain their suitability or uselessness for $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ system. In [16,17] it is seen that in GaAs and InP with $n=10^{17}\text{cm}^{-3}$ the increase of R is observed as a result of conductivity presence on impurity band at $T<100\text{K}$, and R doesn't depend on T in samples with $n>10^{18}\text{cm}^{-3}$. This is explained by the fact that impurity band merges with bottom of conductivity band with n increase. The passing of $R(T)$ through maximum is explained by the fact that donor levels situated on distance ΔE from conductivity band behave themselves as traps of their electrons, Fermi level entries in this band in temperature interval when process of electron localization takes place and the conductivity on impurity band is carried out that leads to n decrease, i.e. to R increase. In the case of the presence of

quasi-local levels situated in conductivity band, they beginning from temperature satisfying to $kT \geq \Delta E$ also play the role of traps for conductivity electrons. Consequently, R increases with temperature increase and concentration increases (R passes through maximum) at higher T when kT achieves the value enough for impurity ionization. The other important peculiarity is the fact that E_F concentration stabilizes at their coincidence with Fermi level, E_F is fixed on definite level and further impurity introduction or temperature increase don't lead to n growth. Such phenomenon is observed in PbTe doped by In atoms [18-21]. However in case of $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ the electron concentration increases proportionally to concentration of introduced impurity (before $5,2\cdot10^{19}\text{cm}^{-3}$) at introduction of doping impurities (Te) not having the tendency to stabilization.

In the given work the attention to narrow width of prohibited band ε_{gl} (fig.7) and its temperature dependence is given. It is known that non-parabola degree is inversely to energy distance between conduction band L_s and easy hole band L_a $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$. That's why the influence of strong non-parabola of conductivity band on Hall coefficient is considered. Hall coefficient has the following form in semiconductors with one charge type in strong magnetic field:

$$R = \frac{A_r}{en} \quad (11)$$

where $A_r = \frac{\langle \tau_m^2 \rangle}{\langle \tau_m \rangle^2}$ is Hall factor, τ_m is relaxation time of charge carriers. As it is seen R change at $n=\text{const}$ can take place because of the change of $A_r(T)$. In the case of nonquadratic scattering law in limits of A_r one-band model is expressed by following formula:

$$A_r(\eta^x, \beta) = \frac{I_{3/2}^0 + I_{2r+1/2}^0}{(I_{r+1/2}^0)^2} \quad (12)$$

It is seen that A_r strongly depends on non-parabola degree $\beta=kT/\varepsilon_g$ and on scattering parameter r . The calculation results for samples with $n=3,7\cdot10^{19}\text{cm}^{-3}$ and $5,2\cdot10^{19}\text{cm}^{-3}$ show that Hall factor A_r grows beginning from $T=140\text{K}$ and 155K correspondingly for given electron concentrations moreover the more strong dependence is observed at electron scattering on acoustic phonons. The analysis of obtained results shows that A_r decreases independently on scattering mechanism at constant temperature with n growth. $A_r \rightarrow 1$ at low temperatures in strongly doped samples. Also it is obtained that growth beginning of $A_r(T)$ with n increase to the side of high T . The obtained values of A_r evidence that the observable peculiarity $R(T)$ is significantly connected with strong non-parabola of conductivity band of $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ composition. Nevertheless, the temperature dependence ε_{gl} significantly influences on A_r .

The zone diagram of $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ for $T \rightarrow 0$ is presented on fig.7. It is seen that L_s and L_a terms are mutually inverse ones. In conduction band in L point Bi has term L_s but valence band top has term L_a whereas Si has inverse term position.

According to this the transition into gapless state (in L point of Brillouin band) is observed in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys at some $x=x_0$. L_n monotonously goes up at x increase up to 0,04 and L_S goes down, moreover energy crack decreases up to $\varepsilon_{gl}=0$, later the term inversion takes place and terms remove from each other at further increase of Sb content. The temperature influences on zone diagram.

The given problem isn't discussed enough in papers probably because of it isn't big one. However, it can influence on galvanomagnetic effects in non-gap and narrow-

gap states. That's why at $R(T)$ calculations the influence of temperature dependence ε_{gl} is used.

$$\varepsilon_{gl} = -15.7 + 2.66 \cdot 10^{-3} T + 2.133 \cdot 10^{-4} T^2 \quad (13)$$

Substituting the obtained data of $A_r(T)$ in (13) we calculate $R(T)$. The agreement of experimental data with calculative ones is satisfactory one for sample with $n=5,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and for sample with $n=4,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ this agreement is worse that requires the further investigations.

Table.

 The dependence of inelastic scattering proportion (L_{ex}/L_0) in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$.

x	T,K	$n \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$u, \text{cm}^2/\text{Vs}$	L_{ex}/L_0					
				ΔK_∞	ΔK	$\Delta\alpha(H)$	ε_v	$-SH$	$\Delta\alpha_x R\sigma/Q_{H \rightarrow 0}^L$
0.02	90	0.3	25000	0.65	0.63	0.62	0.13	0.65	0.63
	200			0.63	0.65	0.67	0.65	0.62	0.65
	300			0.70	0.7	0.80	0.81	0.60	0.81
0.04	92	0.5	24000	0.67	0.65	0.66	0.63	0.66	0.65
	205			0.65	0.60	0.62	0.65	0.63	0.63
	300			0.73	0.75	0.77	0.8	0.82	0.87
0.08	95	1	22000	0.68	0.63	0.65	0.63	0.63	0.65
	203			0.68	0.65	0.67	0.65	0.67	0.63
	300			0.75	0.77	0.81	0.80	0.81	0.82
0.12	93	4.4	20000	0.81	0.8	0.82	0.75	0.76	0.75
	120			0.23	0.76	0.80	0.70	0.72	0.71
	205			0.75	0.71	0.75	0.65	0.60	0.67
0.12	35	37	8000	1.01	1	—	—	—	—
	70			0.88	0.85	—	—	—	—
	102			0.72	0.76	0.66	0.70	0.70	0.65
	130			0.69	0.70	0.71	0.65	0.68	0.61
	205			—	—	—	0.60	0.60	0.55
0.12	97	52	380	0.77	0.75	0.73	0.70	0.71	0.65
	115			0.71	0.70	0.70	0.70	0.63	0.62
	200			0.62	0.60	0.67	0.65	0.60	0.6
	300			0.8	0.60	0.80	0.80	—	0.82

-
- [1] S.A. Aliyev, L.L. Korenblit, S.S. Shalit. FTT, 1966, 8, 3, 705. (In Russian).
 - [2] S.S. Shallp, V.M. Mujdaba, A.D. Galeckaya. FTT, 1968, 10, 5, 1277. (In Russian).
 - [3] B.Ya. Moyjes, Yu.I. Ravich. FTP, 1967, 1, 188. (In Russian).
 - [4] L.L. Korenblit, V.E. Sherstobitov. FTP, 1968, 2, 675. (In Russian).
 - [5] P.A. Smirnov, S.A. Aliyev. FTT, 9, 643, 1968. (In Russian).
 - [6] V.M. Mujdaba, V.K. Ogorodnikov, S.A. Aliyev, S.S. Shalit. FTP, 1969, 11, 2, 54. (In Russian).
 - [7] Y.S. Ravich, V.A. Ephimova, V.I. Tomarchenko. Phys.Stat.Sol. 1971, 43, 11, 453.
 - [8] S.A. Aliev, U.H. Suyunov, M.I. Aliev. Int. conf. on Phonon Scattering in Solids, 162, Paris. 1972.
 - [9] S.A. Aliyev, U.Kh. Suyunov, M.I. Aliev. FTP, 1972, 6, 777. (In Russian).
 - [10] S.A. Aliyev, U.Kh. Suyunov, D.G. Arasli, M.I. Aliev. FTP, 1973, 7, 1086. (In Russian).
 - [11] S.A. Aliyev, A.A. Movsumzade, S.S. Ragimov. FTP, 1979, 31, 5, 559. (In Russian).
 - [12] L.A. Popov. Moldavian Journal of the Physical Sciences. 2005, N4, p. 443.
 - [13] B.A. Tairov, O.I. Ibragimova, E.R. Yuzbashev. Fizika, 2009, 15, N2, 138-140. (In Russian).
 - [14] S. Cho, A. D. Venere, G. K. Wong, and J.B. Ketterson. J. Appl. Phys. 1999, 85, 3655.
 - [15] I.Ya. Korenblit, M.E. Kuznecov, V.M. Mujdaba, S.S. Shalit. JETF, 1969, 57, 1867. (In Russian).
 - [16] S.A. Aliev, F.P. Kesamanly, T.S. Lagunova, D.N. Nasledov. Phys.Stat.Sol. 1966, 17, 105.
 - [17] U.U. Yemelyanenko, T.S. Legunova, D.N. Nasledov, G.N. Tasalkin. FTT, 1965, 7, 1315. (In Russian).
 - [18] V.I. Kaydanov, S.A. Nemov, Yu.I. Ravich. FTP, 1992, 26, 2, 201. (In Russian).
 - [19] A.A. Andreyev, V.N. Rodinov. FTP, 1967, 1, 1, 183. (In Russian).
 - [20] S.A. Aliyev, D.A. Bagirov, S.A. Zeynalov. Neorgan. mat., 24, 12, 12, 1988. (In Russian).
 - [21] S.A. Aliyev. «Yavleniya perenosu zaryada i tepla v uzkoshshelevikh i besshshshelevikh poluprovodnikakh» Baku. «Elm» 2008. (In Russian).

S.A. Əliyev, İ.X. Məmmədov, R.İ. Səlim-zadə

Bi_{1-x}Sb_x XƏLİTƏLƏRİNĐƏ YÜKDAŞIYICILARIN KEÇİRİCİLİK MEXANİZMİ VƏ SƏPİLMƏ XARAKTERİ

Geniş temperatur və konsentrasiya intervalında, güclü və zəif məgnit sahələrdə Bi_{1-x}Sb_x sistemində termomagnit xassələri kompleks tədqiq edilmişdir. $L_{exp}(T,n)$ - Lorens ədədi və k_e - istilikkeçirmənin elektron hissəsi təyin edilmişdir. Geniş temperatur və konsentrasiya intervalında L_{exp} -in zommerfeld qiymətindən az olması göstərilmişdir. L_o -a qeyri elastikliyin təsirini nəzərə alan nəzəriyyə ilə eksperimental nəticələrin analizi göstərmişdir ki, qeyri elastiklik əsasən elektronlararası qarşılıqlı toqquşma ilə əlaqədardır. Orta temperatur oblastında polyar optik fononlardan qeyri elastiklik səpilmə 7%-ə çatır. Elektron qazının güclü cırlaşması olan nümunələrdə $R(T)$ -nin artmasının Bi_{1-x}Sb_x-də keçirici zananın qeyri-parabolikliyi ilə əlaqədar olması təyin edilmişdir.

C.A. Алиев, И.Х. Мамедов, Р.И. Селим-заде

**О ХАРАКТЕРЕ РАССЕЯНИЯ И МЕХАНИЗМЕ ПРОВОДИМОСТИ НОСИТЕЛЕЙ
ЗАРЯДА В СПЛАВАХ Bi_{1-x} Sb_x**

Проведено комплексное исследование термомагнитных явлений в системе Bi_{1-x}Sb_x в широком интервале температур и концентраций в слабых и сильных магнитных полях. Определены число Лоренца $L_{ex}(T,n)$ и электронная теплопроводность K_{el} . Показано, что L_{ex} в широком интервале n и T меньше зоммерфельдовского значения L_0 . Сопоставлением экспериментальных данных с теорией, учитывающей влияние неупругости на L_0 установлено, что неупругость обусловлена, в основном, межэлектронным столкновением. В области средних температур неупругое рассеяние на полярных оптических фонах достигает 7%. Установлено, что возрастание $R(T)$ в образцах с сильно вырожденным электронным газом частично обусловлено непараболичностью зоны проводимости состава Bi_{0.88}Sb_{0.12}.

Received: 16.06.09

EFFECT OF THERMAL ANNEALING ON STRUCTURAL PROPERTIES OF $\text{SrGa}_2\text{S}_4:\text{Ce}$ THIN FILMS PREPARED BY FLASH EVAPORATION

E.F. GAMBAROV, A.I. BAYRAMOV

*Institute of Physics National Academy of Sciences
H.Javid ave., 33, AZ1143, Baku Azerbaijan*

In the present report, the preparation technology and structural characterization of Ce^{3+} activated SrGa_2S_4 thin films are given. $\text{SrGa}_2\text{S}_4:\text{Ce}$ thin films are prepared by so called flash evaporation which is simple and inexpensive method for thin film deposition.

X-ray diffraction shows that the “as deposited” films exhibit amorphous behavior, but after annealing in H_2S stream, the polycrystalline one. EPMA results indicate nearly stoichiometric composition of the thin films.

1. INTRODUCTION

Electroluminescent (EL) flat panel devices are regarded as a leading candidate for use as the high-resolution multimedia displays of the future.

The biggest problem with the EL device is their inability to emit pure blue emission with high brightness and stability, although performance for red and green luminescence is already sufficient for practical use. Cerium-activated alkaline thiogallate phosphors have been extensively investigated for use as pure blue EL materials and successfully used as thin film electroluminescent flat panel devices (TFEL) [1-6]. In the thiogallate family, the cerium-activated strontium thiogallate ($\text{SrGa}_2\text{S}_4:\text{Ce}$) thin film is regarded as one of the most promising blue phosphor materials [4].

There are various techniques to obtain the SrGa_2S_4 thin films, for example MBE (Molecular Beam Epitaxy) method [5], DBV (Deposition from Binary Vapors) method [7], RF sputtering method [8], MSD (Multi Source Deposition) method [9] or, two electron beam evaporation [10].

In present work the Ce-doped SrGa_2S_4 thin films were prepared by so called flash evaporation method. The main distinctions of this method from above mentioned methods are simplicity and cheapness of preparation technology.

X-ray diffraction, electron probe microscopy analysis (EPMA) measurements were carried out for the films obtained by flash evaporation method before and after annealing process.

2. EXPERIMENTAL PART

$\text{SrGa}_2\text{S}_4:\text{Ce}$ thin films were prepared by the flash evaporation method. $\text{SrGa}_2\text{S}_4:\text{Ce}$ polycrystalline powders, which synthesized by solid state reaction, were ground and discretely evaporated onto a quartz substrate. The evaporation process was done at the vacuum level $1 \cdot 10^{-5}$ torr. The temperature of the tantalum boat was kept approximately 1500°C. The quartz substrate was heated by radiation from the boat. Its temperature depended on the distance from the boat and could be changed in the range of 200-500°C. In this research, at the distance 2 cm, the temperature of substrate was about 400°C.

An annealing process for the thin films was carried out in (10% H_2S +90% Ar) gas stream (50 ccm) at 750°C for 1 hour.

X-Ray diffraction (XRD) of the deposited films were measured by Rigaku RAD III analyzer using Cu-K α radiation ($\lambda=1.54056\text{\AA}$) as the excitation X-ray source. Ni filter was put in front of receiving slit in order to cut Cu-K β radiation. The measurement conditions were: voltage 50.0 kV, electric

current 300.0 mA, receiving slit 3.00 mm, divergence slit 1.0°, scan range 15.0°- 60.0°, sampling angle 0.010° and scan speed 4.0°/min.

The composition analysis of the powder was accomplished with an energy dispersive X-ray microanalyzer (JEOL: 3203-JXA Serial Num N2426).

Decay time of the photoluminescence was measured at room temperature. The excitation source was a dye laser (Lambda Physik, FL 3002, Stilbene 420; wavelength 425 nm and pulse 0.5 mJ) with 15 ns pulse duration pumped by an Xe-Cl excimer laser (Lambda Physik, LEXTRA 200) operating at 10 Hz. Temporal variation of the output from a photomultiplier (Toshiba, PM55 in conjunction with monochromator (Instruments SA, HR-320) was displayed on a digital oscilloscope (Sony Tektronix, TDS 380 P).

3. RESULTS AND DISCUSSION

The X-ray diffraction curve for Ce doped SrGa_2S_4 thin film before annealing process is shown at fig. 1a. As seen from the fig. 1a, the film doesn't show any reflection lines and exhibits amorphous behavior. The temperature and duration of deposition process in flash evaporation method seems to be not enough for the crystallization of deposited film. Therefore the annealing of obtained films is necessary.

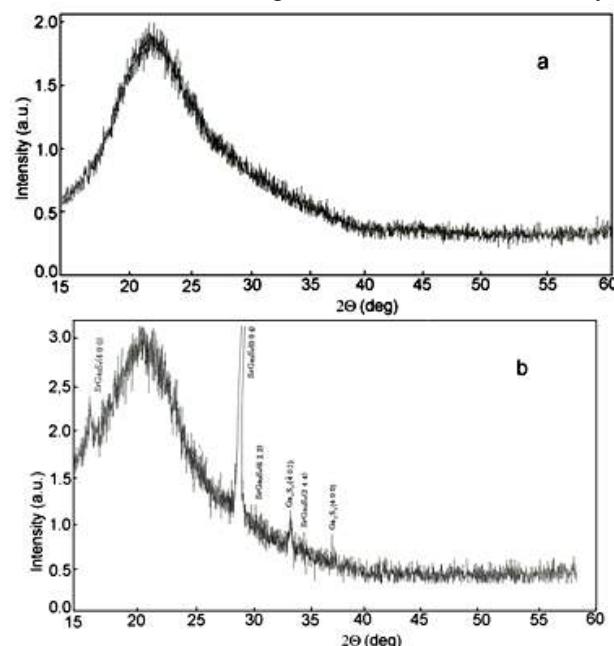


Fig.1. X-ray diffraction of $\text{SrGa}_2\text{S}_4:\text{Ce}$ thin films: (a) before annealing process; (b) after annealing process

The annealing of the film leads the appearance of reflection lines; (4 0 0), (6 2 2) and (2 4 4) which are characteristic for SrGa_2S_4 compound (see Fig.1b). However, the diffraction curve shows also 2 weak diffraction peaks for Ga_2S_3 compound, (4 0 2) and (4 0 0). The X-ray diffraction results show that the annealing process leads to significant crystallization of obtained amorphous thin films.

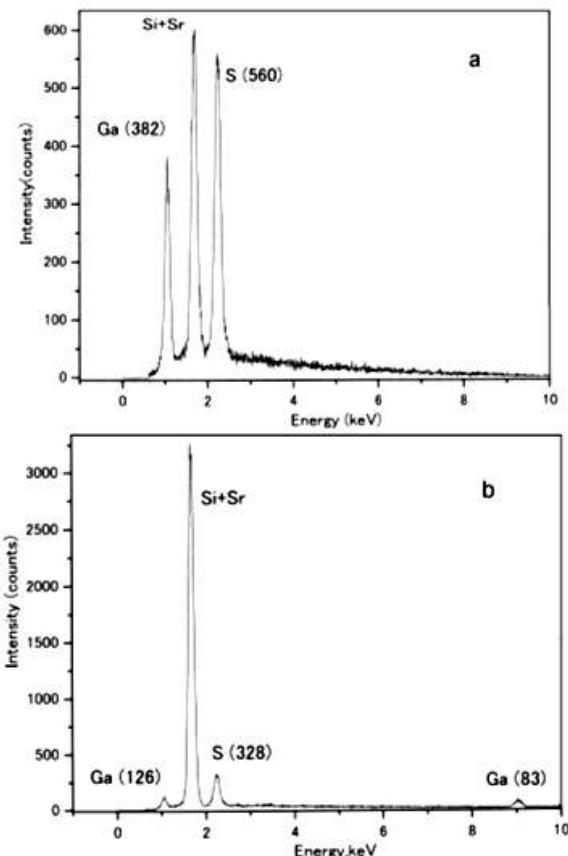


Fig.2. EPMA curve of SrGa_2S_4 : Ce thin films: (a) before annealing process; (b) after annealing process

The result of an EPMA measurement for the SrGa_2S_4 film with thickness of 220 nm is shown in fig.2a. The analytical technique such as EPMA is used to provide a bulk concentration for constituent elements. Before annealing process, there were 3 peaks; Ga, Sr plus Si ($\text{Sr}+\text{Si}$) and S. Because of small value of thin film thickness and high energy of incident beam, the electrons penetrated through the films to quartz substrate. Therefore a signal from substrate was also appeared as a Si one. Unfortunately the Sr element cannot be observed because it was overlapped with Si signal from quartz substrate. The ratio between Ga and S intensities before annealing process is 2.0:3.1. From the EPMA result for powder, the ratio between Ga and S was 2.0:4.3 and it is seen that after flash evaporation process thin films possess the significant sulphur deficiency.

For the annealed thin film (see fig.2b), Sr element also cannot be observed because of overlapping with the Si signal. But for the other elements, Ga and S, the intensity ratio was about 2.0:4.1. Comparison with the reference ratio 2.0:4.3 shows that the annealing process leads to essential improvement of film stoichiometry. So, the annealing in 10 % $\text{H}_2\text{S} + 90\%$ Ar atmosphere reduces the sulphur deficiency in thin films.

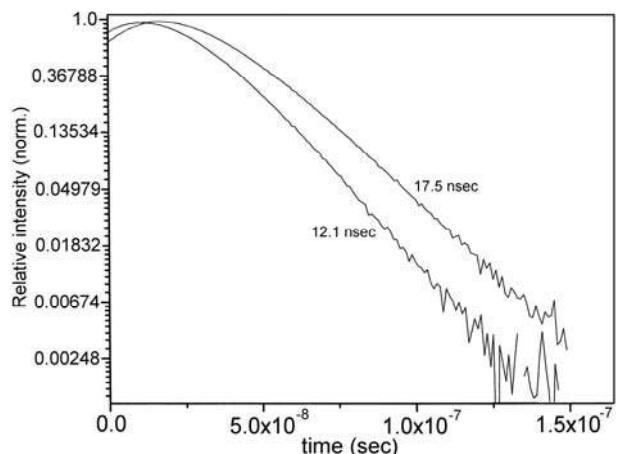


Fig.3. Decay curves of SrGa_2S_4 : Ce thin film

The results of time decay measurements are shown in fig.3 for the first (450 nm) and the second bands (495 nm) of the photoluminescence spectra [11]. For the first band τ value of film was found to be 12.1 nsec and for the second band was 17.5 nsec.

X-ray studies of SrGa_2S_4 :Ce thin films showed that immediately after deposition the films exhibited amorphous behavior. The reason of this can be explained by following way. In Ce-doped SrGa_2S_4 compound unlike Sr^{2+} ions that are believed to be eightfold coordinated, Ce^{3+} ions (which substitute the Sr^{2+} ions) are surrounded by nine sulphur atoms. The ninth sulphur atom is interstitial one, which is energetically favorable because of charge compensation [3]. The introduction of Ce impurities into SrGa_2S_4 leads to (in addition to lattice distortion) occurrence of high concentration of interstitials, which prevent the formation and growth of grains on the substrate during the film deposition. The temperature and duration of deposition process in flash evaporation method are not enough for the crystallization of deposited film. EPMA measurement result shows the sulphur deficiency in “as deposited” films, which can also cause the poor crystallizing of these films. Therefore the thermal treatment of obtained thin films was necessary.

X-ray studies showed that after thermal treatment of films in 10 % $\text{H}_2\text{S} + 90\%$ Ar stream leads to significant crystallization of amorphous films (fig. 1b). Unfortunately, determination of bulk concentration of constituent elements in thin films using EPMA technique was connected with some difficulties caused by strong overlapping of Sr and Si (quartz substrate) signals. However, the analysis of EPMA results showed that after annealing process the ratio at least between Ga (Ga: as a unit) and S (Ga:S = 1.00:1.95) was close to the ratio 1:2 in the stoichiometric SrGa_2S_4 compound within an experimental error. So, the annealing in H_2S atmosphere leads to reduction of sulphur deficiency in thin film.

CONCLUSIONS

For the first time successfully obtained Ce-doped SrGa_2S_4 thin film by using flash evaporation method. The main distinctions of this method from the previous methods (DBV, MBE etc.) are the simplicity and cheapness of preparation technology.

Annealing in H_2S gas stream (50 ccm) at 750°C for 1 hour leads to significant crystallization of the obtained thin films.

The annealing process improves also the stoichiometry of the obtained films.

The characteristic double band blue emission having the maxima at 450 nm and 495 nm can be attributed to short-range order in amorphous phase [11].

The emission decay time of annealed thin films is found

to be 12.1 nsec and 17.5 nsec, for the first (450 nm) and the second bands (495 nm), respectively.

The obtained results show that the annealed SrGa₂S₄:Ce thin films prepared by flash evaporation method can be used for preparation of electroluminescent cell.

-
- [1] *T. E. Peters and J. A. Baglio.* Journal Electrochemical Soc. 119, 1972, 230.
 - [2] *L. Eichenauer, B. Jarofke, H. C. Mertins, J. Dreyhsig, W. Busse, H. E. Gumlich, P. Benalloul, C. Barthou, J. Benoit, C. Fouassier and A. Garcia.* Phys.Stat.Sol. (a) 153, 1996, 515.
 - [3] *W. L. Warren, K. Vanheusden, M. A. Rodriguez, C. H. Seager, D. R. Tallant, P. D. Rack, P. H. Holloway, B. K. Wagner, C. J Summers, P. N. Yocom.* Apply. Phys. Lett. 70, 1997, 478.
 - [4] *S.S.Sun and R. T. Tuenge, J. Kane and M. Ling.* J. Electrochem. Soc. 141, 1994, 2878.
 - [5] *Yoji Inoue, Katsu Tanaka, Shinji Okamoto, Kikuo Kobayashi, Isao Fujimoto.* Journal of Crystal Growth, 150, Issue 1-4 Part 2, 1995, pp.1211-1214.
 - [6] *A. Bayramov, H. Najafov, A. Kato, M. Yamazaki, K. Fujiki, Md. Nazri, S.Iida.* Journal of Physics and Chemistry of Solids 64, 2003, pp.1821–1824,
 - [7] *Oleg Djazovski, Tomohisa Mikami, Koutoku Ohmi, Shosaku Tanaka, Hiroshi Kobayashi.* IEICE TRANS. ELECTRON E80-C, 1997, 1101.
 - [8] *C.I.Chartier, C. Barthou,, P. Benalloul, S. Chenot, J.M Frigerio.* Journal of Crystal Growth, v. 256, n. 3, 2003, pp. 305-316.
 - [9] *F. Nakano, N. Uekura, Y. Nakanishi, Y. Hatanaka, G. Shimaoka.* Journal of luminescence 72-74, 1997, 373.
 - [10] *Y. Araia, H. Kominamia,Y. Nakanishia and Y. Hatanaka.* Applied Surface Science, Volume 244, Issues 1-4, 2005, pp 473-476.
 - [11] *E.F. Gambarov, A.N. Mamedova, A.I. Bayramov* Proceeding of the conference devoted to 80th year of Azerbaijan President – H. Aliyev. IFAS, Baku, 2003, pp.52-58.

E.F. Qəmbərov, A.İ. Bayramov

TERMİK İŞLƏMƏNİN PARTLAYIŞLI BUXARLANMA ÜSULU İLƏ ALINMIŞ SrGA₂S₄:Ce NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNİN STRUKTUR XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

Təqdim olunan hesabatda Ce³⁺ inları ilə aktivləşdirilmiş SrGa₂S₄ nazik təbəqələrinin alınma texnologiyası və struktur xassələri verilmişdir.

SrGa₂S₄:Ce nazik təbəqələri sadə və bahalı olmayan partlayışlı buxarlandırma üsulu ilə alınmışdır.

Rentgen analizləri göstərir ki, “çökdürülmüş” təbəqələr özlərini amorf kimi göstərir, lakin H₂S mühitində termik işləndikdən sonra polikristal olurlar. Elektron mikroanalizi də nazik təbəqələrin stexiometrik tərkiblərini təsdiq edir.

Э.Ф. Гамбаров, А.И. Байрамов

ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА НА СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК SrGA₂S₄:Ce, ПОЛУЧЕННЫХ ВЗРЫВНЫМ ИСПАРЕНИЕМ

В настоящем докладе приведена технология изготовления и структурные характеристики тонких пленок SrGa₂S₄, активированных Ce³⁺. Тонкие пленки SrGa₂S₄: Ce изготовлены так называемым взрывным испарением, которое является простым и недорогим методом для нанесения тонких пленок.

Рентгеноструктурные анализы показывают, что пленки, не подвергшиеся отжигу, обладают аморфным поведением, но после отжига в потоке H₂S они становятся поликристаллическими. Результаты электронного микронализма подтверждают стехиометрический состав тонких пленок.

Received: 15.10.09

BÖYÜK SÜRƏTLİ PLAZMA SELİNİN KONDENSASIYASI

B.B. DAVUDOV, T.Q. NAĞIYEV

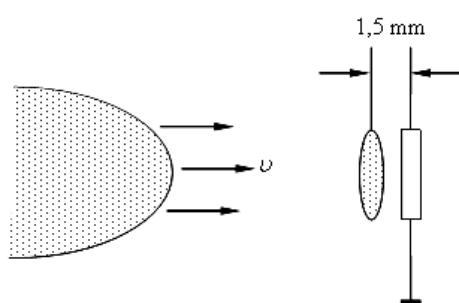
Bakı Dövlət Universiteti,

Bakı, AZ-1148, Z. Xəlilov küç., 23

Bu işdə metal, yarımkənciri və dielektrik buxarlarından ibarət olan böyük sürətlə plazma selinin onun hərəkət istiqamətinə perpendikulyar yerləşdirilmiş altlıq üzərində kondensasiyası mexanizmini baxılır. Plazmanın altlıqla qarşılıqlı təsirini əks etdirən fotosəkillər göstərir ki, altlıqdan 1-1,5 mm məsafədə qalınlığı 2-3 mm olan parlaq işldayan plazma təbəqəsi əmələ gəlir. Beləliklə, altlıq üzərində plazma selinin kondensasiyası və səthində nazik təbəqənin əmələ gəlməsi onun səthinin bir-birindən asılı olmadan ayrı-ayrı elektronlar, ionlar, neytral və həyəcanlaşmış atomlar tərəfindən bombardman edilməsinin nəticəsidir.

Böyük sürətlə plazma selini müxtəlif altlıqlar üzərinə kondensasiya etməklə nazik təbəqələrin alınması və onlara müxtəlif mikrokonstruksiya elementlərin səthlərinin örtülməsi texnologiyasında tətbiqi kimi məsələlərə həsr olunmuş işlər ədəbiyyatda vardır [1-3]. Lakin bu cür texnologiyanın fiziki əsasları hələ də tam açılmayıb və onun öyrənilməsinə ehtiyac vardır.

Bu işdə metal, yarımkənciri və dielektrik buxarlarından ibarət olan böyük sürətlə plazma selinin onun hərəkət istiqamətinə perpendikulyar yerləşdirilmiş altlıq üzərində kondensasiyası mexanizmini baxılır (şəkil 1). Bu məqsədlə eroziya tipli impuls plazma buxarlandırıcısı vasitəsilə alınan, əsas etibarilə, mis atomlarından təşkil olunmuş plazma seli götürülmüşdür. Plazma selində yüksək zərrəciklərin koncentrasiyası - $n_e=10^{16}-10^{17} \text{ sm}^{-3}$, elektron temperaturu - $T_e=3 \cdot 10^4 \text{ K}$, plazma selinin ön cəbhəsinin sürəti - $v=10^4 \text{ m/san}$ olmuşdur.



Şəkil 1. Metal, yarımkənciri və dielektrik buxarlarından ibarət olan böyük sürətlə plazma selinin onun hərəkət istiqamətinə perpendikulyar yerləşdirilmiş altlıq üzərində kondensasiyanın mexanizmi.

Plazma selinin spektrində bir və ikiqat ionlaşmış mis atomları müşahidə olunur. Plazma selinin və eləcə də ayrı-ayrı spektral xətlərin zamana görə açılışı göstərir ki, metal elektrodlardan eroziya olunan kütlə onların üzərində əmələ gələn anod və katod ləkələrindən diskret şəkildə atılır. Eroziya olunan kütlənin diskret halda atılması artıq bir çox tədqiqatçılar tərəfindən müxtəlif zamanlarda müxtəlif plazma sürətləndiricilərində müşahidə olunmuşdur [4-5].

Plazmanın altlıqla qarşılıqlı təsirini əks etdirən fotosəkillər göstərir ki, altlıqdan 1-1,5 mm məsafədə qalınlığı 2-3 mm olan parlaq işldayan plazma təbəqəsi əmələ gəlir. Bu təbəqənin parlaqlığı (ışığınla intensivliyi) təxminən buxarlandırıcıının çıxışında plazmanın şüalanması intensivliyi tərtibindədir.

Altlıqın önündə işldayan plazma təbəqəsinin yaranması səbəblərini araşdırıraq. Altlıq səthinə bombardman edən atomlar bir hissəsinin elastiki olaraq altlıqın səthində əks

olunması, altlıqın materialından qazların desorbsiyası, altlıq səthinin tozlanması və s. nəticəsində altlıqın səthinə düşən əsas selin əksinə yönəlmış zərrəciklər seli yaranır. Bu sellər təxminən zərrəciklərin sərbəst yolunun uzunluğu məsafəsində toqquşur. Toqquşan selləri təşkil edən zərrəciklər ionlaşaraq altlıqın qabağında işldayan təbəqə yaradır. İndi zərrəciklər artıq bu zonadan altlıqın səthinə kondensasiya olunmağa başlayır. Əgər zərrəciklərin temperaturu $1-2 \text{ eV}$, konsentrasiyası 10^{14} sm^{-3} olduğunu fərz etsək $\approx 1,5 \cdot 10^{12} T^2$ ifadəsindən zərrəciklərin sərbəst yolunun uzunluğu üçün tapılan qiymət təxminən 1,5 mm olur ki, bu da təcrübədə fotoqrafik üsullarla təyin olunan qiymətlə üst-üstə düşür. İşldayan təbəqə ilə altlıq arasında qaranlıq zananın olması onu göstərir ki, yaranan plazma təbəqəsindən elektronlar və ionlar altlıqın səthinə toqquşmasız tam sərbəst şəkildə kondensasiya olunur.

Səthə düşən elektron seli $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ dəfə ion selindən çox

olduğundan altlıqın səthində ilk anlarda mənfi yükler yığıılır. Təbəqə ilə altlıq aralığında bu yüklerin yaratdığı sahə ionlar üçün sürətləndirici sahə olduğundan altlıq üzərində istənilən enerjili ionlar, elektronlar üçün isə bu sahə tormozlayıcı sahə olduğu üçün onun səthinə yalnız kifayət qədər böyük enerjili elektronlar düşə bilər. Elektron və ionların altlıqın səthində yaratdığı istilik selini $Q=3,9 \cdot 10^9 n_i T^{3/2} (\text{Vt/sm}^2)$ ifadəsindən [6] təxminən olaraq qiymətləndirmək olar. $T_e=10^4 \text{ K}$ və $n_i=10^{14} \text{ sm}^{-3}$ olduqda bu selin qiyməti çox da böyük deyil və $Q=40 \text{ Vt/sm}^2$ -a bərabərdir. Bundan başqa elektron və ionların səth üzərinə rekombinasiya enerjisini nəzərə almaq lazımdır. Bu prosesin ehtimalı çox böyükdür. Rekombinasiya nəticəsində yaranan "soyuq atomlar" yenidən plazma təbəqəsinə qayıdır, sürətlə elektron və ionlarla toqquşaraq müəyyən enerji qazanar. Belə atomların yenidən ionlaşması nəticəsində təbəqəni təşkil edən plazmanın ümumi temperaturu aşağı düşə bilər. Aydırın ki, altlıq üzərinə, eyni zamanda, neytral və həmcinin həyəcanlaşmış atomlar da heç bir maneəsiz düşə bilər.

Beləliklə, altlıq üzərində plazma selinin kondensasiyası və səthində nazik təbəqənin əmələ gəlməsi onun səthinin bir-birindən asılı olmadan ayrı-ayrı elektronlar, ionlar, neytral və həyəcanlaşmış atomlar tərəfindən bombardman edilməsinin nəticəsidir. Səth tərəfindən absorbсиya olunan yüksək zərrəciklərin nisbətindən asılı olaraq səthin potensialı müsbət və ya mənfi ola bilər. Səth potensialının dəyişməsində plazma-altlıq aralığında yaranan elektrik sahəsinin də böyük rolü vardır.

Neytral atomların altlıqın səthində absorbсиyası nəticəsində səthin potensialı dəyişmir. Bu vaxt neytral atomla səth arasında neytral formada rəbitə yaranır. Belə ki, səth üzərinə düşən neytral zərrəciklər London və Van-der-Vaals cəzbətmə

BÖYÜK SÜRƏTLİ PLAZMA SELİNİN KONDENSASIYASI

qüvvələrin təsirinə düşür. Bu qüvvələr isə səth atom və molekullarının dipol və kavdrapul momentlərinin təsiri nəticəsində yaranır.

Nazik təbəqələrin klassik nəzəriyyəsinə görə altlıqla istilik tarazlığında olan səthdə absorbasiya olunmuş atomlar bu və ya digər potensial çuxura düşərək istilik rəqsi hərəkətə başlayır. Altlığın temperaturunun, absorbasiya olunmuş atomların

enerjisinin artması və ya digər fluktuasiyalar nəticəsində zərrəciklərin altlığın səthi boyunca rəqsi hərəkətləri o qədər arta bilər ki, atom qonşu potensial çuxuruna düşə bilər. Səth boyunca bu cür miqrasiya edən atomlar bir-birilə rastlaşaraq altlıqla daha uzun müddətdə əlaqədə olan “toplular” və ya klastrlər əmələ gətirir. Sonra isə zərrəciklərin kondensasiya prosesində bu toplular birləşərək nazik təbəqələri formalaşdırır.

- [1] Z.Yu. Gotra. Tekhnologiya mikroelektronikh ustoystv: spravochnik, M., Radio i svyaz, 1991, 528 s. (Rusca)
- [2] B.B. Davudov, M.D. El Bakhravi. Izv. AN Az. SSR, ser. fiz-tekh i mat. nauk, N4, s. 123. (Rusca)
- [3] B.B. Davudov, F.Sh. Islamov. Izv. AN Az. SSR, ser. fiz-tekh i mat. nauk, N4, 1982, s.84. (Rusca)
- [4] B.A. Osadin. JTF, t. 37, 2061, 1967. (Rusca)
- [5] B.B. Davudov, L.Ya. Minko. JTF, v. 73, 1971.
- [6] Diagnostika plazmi, pod red. R. Khaddlstouna i S.M. Leonarda, Mir, 1967, 515 s. (Rusca)

B.B. Davudov, T.G. Nagiyev

CONDENSATION OF A HIGH-SPEED PLASMA STREAM

The condensation mechanism of the dense high-speed plasmous flow consisting from metal, dielectric and semi-conductor steams on the solid substrate vertically located to plasma flow is considered in the work. The bright luminescence in the form of a layer with 2-3mm thickness removed on distance about 1-1,5 mm from target surface is observed. The occurrence reasons of this condensed plasma bond are established. This condensation of plasma flows on substrate surface presents itself the surface bombardment by separate ions and electrons, and also by neutral atoms from the condensed plasma luminous zone of the substrate located near to substrate surface.

Б.Б. Давудов, Т.Г. Нагиев

КОНДЕНСАЦИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

В работе рассмотрен механизм конденсации плотного высокоскоростного плазменного потока, состоящего из металлических, диэлектрических и полупроводниковых паров на твёрдой подложке, вертикально расположенной к потоку плазмы. Наблюдалось яркое свечение в виде слоя с толщиной 2-3 мм удалённого на расстоянии около 1-1,5 мм от поверхности мишени. Установлены причины возникновения этой уплотненной зоны плазмы. Показано, что эта конденсация плазменных потоков на поверхности подложки представляет собой бомбардировку поверхности отдельными ионами и электронами, а также нейтральными атомами из уплотненной светящейся зоны плазмы, расположенной вблизи поверхности подложки.

Received: 21.10.09

GdS_{1,48} VƏ DyS_{1,48} BİRLƏŞMƏLƏRİNİN İSTİLİKKEÇİRİMƏSİNİN TƏDQİQİ

O.R. ƏHMƏDOV

Azərbaycan MEA Naxçıvan Bölümü,
Naxçıvan -373630, H. Əliyev prospekti, 35

Videman-Frans qanunu, məxsusi istilik tutumu və ultrasəsin yayılması surətinin orta qiymətindən istifadə edərək 900K temperaturu dək gadolinium və disprozium sulfidlərinin istilikkeçirməsi tədqiq edilmişdir. Debay temperaturunun orta qiyməti, istilikgenişlənmə əmsali və onların temperatur asılılığı təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, qəfəs istilikkeçirməsində əsas rol fononların kristalik qifisinin statistik tamamlanmamış hiaaıcıklardan səpilməsidir.

Ekoloji cəhətdən təmiz, bərpa olunan alternativ enerji növlərindən kulək və günəş enerjisindən olan tələbatın artması bu istiqamətdə yeni araşdırımlar aparılmasını, yüksək f.i.ə.-na malik stabil iş qabiliyyətli qurğular yaradılması tələb edilir. Belə ki, bir çox gunəş qurğularında Frenel səthi toplayıcı linsalardan istifadə olunur. Lakin coxlu koncentrə olunmuş işıq şüaları fotokeçirici elementin qızmasına elektrik parametrlərinin dəyişməsinə gətirir [1]. Bu halda daha yüksək temperaturlarda öz fotoelektrik parametrlərini saxlayan, enerjisinin termoelektrik çevrilməsində yüksək temperaturlu şaxələr kimi tətbiq olunan NTE (Nadir topraq elementləri) sulfidlərinin üstünlük verilir. Bu birləşmələr qadagan olunmuş zonanın eni 2,1eV-dan böyük olan genişzonalı yarımkəciriçilərdir.

Bu işdə 300-900K temperatur intervalında GdS_{1,48} və DyS_{1,48} bisləşməsinin istilikkeçirmə xassələri tədqiq olunmuşdur. Birləşmələrin ümumi istilik keçiriciliyi qəfəs (λ_q) və elektron (λ_e) tərkibindən ibarət olur: $\lambda_{\text{tot}} = \lambda_q + \lambda_e$.

Elektron tərkibli istilikkeçirmə cırlaşma hali üçün $\lambda = L\sigma T$, Videman-Frans qanunu ilə hesablanmışdır və qəfəs istilikkeçirməsinin yarısını təşkil edir (burada L - Lorens ədədidir) [2].

$$\frac{\lambda_e}{\sigma T} = A \left(\frac{\kappa_0}{e} \right)^2 L_0,$$

$$A = \left[\frac{r+3}{r+1} \cdot \frac{F_{r+2}}{F_r} - \frac{(r+2)^2}{(r+1)^2} \cdot \frac{F_{r+1}^2}{F_r} \right]$$

Qəfəs istilikkeçirciliyin qiyməti və temperatur asılılığı real kristallarda Leybfried-Şleman düsturu ilə hesablanmışdır:

$$\lambda_q = \frac{BA\theta^3 a}{\gamma^2 T}$$

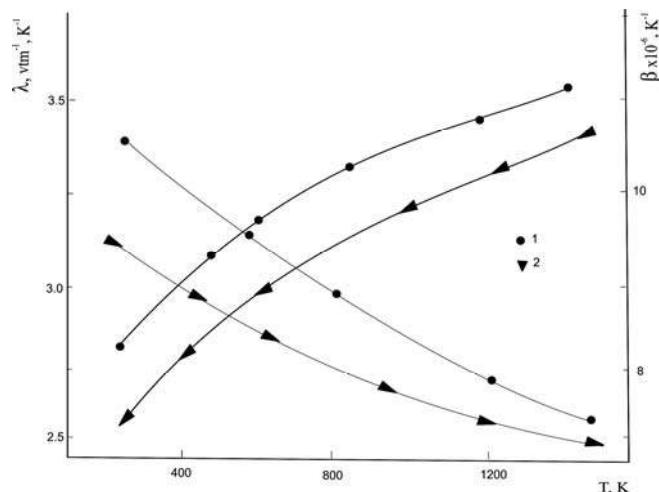
Burada A - orta atom məkisi, θ - Debay temperaturu, γ - Qrüneyzen anharmonik əmsalıdır. Qəfəs istilikkeçirciliyini xarakterizə edən əsas parametr θ - Debay temperaturudur. Bunu təyin etmək üçün $T \leq 22K$ temperaturda məxsusi istilik tutumu və ultrasəsin yayılması sürətinin orta qiyməti metodundan istifadə olunmuşdur [3]:

$$\theta = \frac{h}{k} \left(\frac{3PND}{4\pi M} \right)^{1/3} V_m,$$

burada

$$V_m = \frac{V_1 \cdot V_2}{\left[\frac{1}{3} (2V_1^3 + V_2^3) \right]^{1/3}},$$

h , k , N - uyğun olaraq Plank, Bolsman, Avaqadro sabitləridir. P - kristallokimyəvi formulda atomların sayı; D - sıxlıq; M - orta molekul çəkisidir. Bu birləşmələrdə qəfəs istilikkeçirməsində əsas rol aşağı temperaturlarda fononların kristallik qəfəsin statistik tamamlanmamış hissələrində səpilməsi oynayır. İstilikkeçirmədə rəqslərin anharmonizmi ona gətirir ki, sıfırdan fərqli atomların orta yerdəyişməsi birləşmənin ölçülərinin dəyişməsinə səbəb olur, yəni kristalların istilik genişlənməsi yaranır.



Şəkil 1. 1- GdS_{1,48} və DyS_{1,48} birləşmələrinin istilikkeçirməsinin və istilik genişlənmə əmsalının (IGƏ) temperatur asılılığı.

Yuxarıdakı ölçmələrin nəticələrinə əsasən GdS_{1,48} və DyS_{1,48} yarımkəciriçi birləşmələrinin aldığı qiymətlər cədvəldə göstərilmişdir.

Cədvəl

Birləşmələr	$\lambda, \text{Vt m}^{-1}\text{K}^{-1}$	$\beta \times 10^{-6}, \text{K}^{-1}$	$C_n, \text{Coul Mol}^{-1}\text{K}^{-1}$	θ, K
GdS _{1,48}	3,31	10,65	176,8	273
DyS _{1,48}	3,17	11,32	182,6	269

NTE sulfidlərində 300K temperaturda θ -nın qiyməti demək olar ki, xətti azalır, istilikkeçirmə əmsali isə artır. Yəni qəfəs istilikkeçiriciliyi uyğun olaraq azalır, qəfəs istilik rəqs-lərinin anharmonikliyi yüksəlir [4].

Aşağıdakı qrafikdə GdS_{1,48} və DyS_{1,48} yarımkəçirici birləşmələrində istilikkeçiriciliyin və istilik genişlənməsi əmsalının ($\dot{G}\Theta$) temperatur asılılıqları təsvir olunmuşdur.

Alınan nəticələr əsas verir ki, optimal termoelektrik parametrlərinə malik, termodavamlı materiallar olan NTE sulfidlərdən GdS_{1,48} və DyS_{1,48} yarımkəçirici birləşmələri enerjinin termoelektrik çevrilməsində müasir dövrdə tətbiq olunan yüksəktemperaturlu şahələr kimi daha etibarlı maddələri hesab etmək olar.

-
- [1] L.L. Nemenov, M.S. Sominskiy. Osnovi fiziki i tekhniki poluprovodnikov. Leningrad, «NAUKA», 1974.
 - [2] V.V. Gorbachov, L.G. Spitsina. Fizika poluprovodnikov i metallov. Moskva «Metallurgiya», 1982.
 - [3] G.G. Gadjiyev, Sh.M. Ismailov, Kh.Kh. Abdullayev. AMEA Fizika İnstitutunun 60 illiyinə həsr olunmuş Beynəlxalq konfrans «Fizika-2005». Bakı, c.92.
 - [4] E.I. Rogachova, I.M. Krivulin. FTT, 43, 6, 2001, s.1000.

O.R. Akhmedov

THE STUDY OF HEAT CONDUCTIVITY PROPERTIES OF GdS_{1,48} and DyS_{1,48}

The heat conductivity properties of sulfides of gadolinium and dysprosium up to 900K with use of the average speed of ultrasound distribution, a specific thermal capacity and Videman - Frans law have been investigated. The value of Debye temperature, thermal extension coefficient and the temperature dependence are established. It is shown that the scattering on crystal lattice phonons plays the main role in lattice heat conductivity.

О.Р. Ахмедов

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СОЕДЕНЕНИЙ GdS_{1,48} И DyS_{1,48}

Исследованы свойства теплопроводности сульфидов гадолиния и диспрозия до 900К с использованием метода среднего значения распространения скорости ультразвука, удельной теплоемкости и закона Видемана-Франца. Определено значения Дебаевской температуры, коэффициент теплового расширения и их температурной зависимости. Показано, что в решеточной теплопроводности основную роль играет рассеяние на фонах кристаллической решётки.

Received: 17.07.09

GÜNƏŞ ELEMENTLƏRİNĐƏ NANOTEXNOLOGİYANIN TƏTBİQİ PERSPEKTİVLƏRİ VƏ GƏLƏCƏK PROQNOZLAR

R.C. MƏDƏTOV, A.Ə. SADIQOVA

Azərbaycan MEA Radasiya Problemləri İnstitutu,

AZ 1143, F. Ağayev k., 9, Bakı

Məqalədə günəş elementlərinin effektivliyinin artırılması və rəqabətə davamlılıq baxımından fotoçeviricinin səth və daxili oblastlarında nanotexnologiyanın tətbiqi istiqamətləri araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, nanohissəciklərdən istifadə edərək batareyanın səthinin sahəsinin onun həcmində nisbətini artırmaq olur və nəticədə faydalı iş əmsali artır.

Müasir dövrdə elmi və dövri nəşrlərdə, elektron kütləvi informasiya mənbələrində müxtəlif formalarda nanoölçülər, nanomateriallar, nanotexnologiyalar sözləri tez-tez təkrar olunur. Bir çoxları insan fəaliyyətinin praktik olaraq bütün sahələrində yüksək texnologiyalar sferasında inqilabi dəyişiklər rolunda ümumi şəkildə sadalanan nanosistemlər anlayışını bir dayaq nöqtəsi kimi görürler.

Tədqiqatçıların fikrinə görə nanosistem anlayışı öz aralımda bağlı olan problemlərin kifayət qədər geniş spektrini daşıyır. Bu zaman nanotexnologiyanın konkret texnoloji istiqamətə tətbiq olunması üçün baxılması zəruridir. Nanotexnologiyaların müvəffəqiyətlə reallaşması nümunəsi timsalında seolit sistemləri üçün katalizatorları və 1nm ölçülü məsəmələrə malik katalizator daşıyıcılarını göstərmək olar. Digər seolit sistemlərində qısatıllı adsorbsiya metodu ilə qazların selektiv ayrılması aparılır. Ötən əsrin sonunda əmələ gələn nanofiltrli membranlar di- və polivalent ionlardan monovalentləri müvəffəqiyətlə ayırir [1].

Nanosistemlərin mühüm əlaməti onların reallaşması zamanı hal-hazırda mövcud olan model və nəzəriyyələrlə izah oluna bilməyən material və qurğuların, məhsulların xassələrinin və keyfiyyət dəyişiklərinin alınmasıdır.

Ümumi şəkildə nanotexnologiyaların informatikada, yeni materialların alınmasında, maşınqayırmada, biomühəndislikdə, tibbdə, energetikada potensial imkanları yaddaş qurğularının effektivliyini iki və daha çox artırmağa, poladdan onlara dəfə möhkəm olan materialların alınmasını, maşınqayırmada ifratminiatür məmulatların əldə olunmasını, günəş batareyalarının energetik effektivliyini bir neçə dəfə artırmağa real şərait yaratır [2].

Fotovoltaik texnologiya günəş şüalanması enerjisini bir-başa olaraq elektrik enerjisini çevirən yeganə texnologiyadır. Günəş batareyası adətən yarımkəcirici materialdan hazırlanır. İşıq yarımkəciricidə udularaq, onda elektron və deşiklər generasiya edir ki, onlar da öz növbəsində elektrik kontaktlarına tərəf diffuziya edərək, bununla da onda elektrik cərəyanı yaradır. Nəzəri olaraq ultrabənövşəyidən infraqırmızıya qədər görünən spektrin bütün hissələri istifadə oluna bilər. Lakin bu istifadə olunan materialın növündən və konfiqurasiyasından asılıdır. Bəzi hallarda artıq günəş batareyaları rəqabətə girmək baxımından yararlıdır (məsələn, uzaq və əlcətməz yerlərdə). Lakin onların daha geniş miqyaslı tətbiqinə yüksək maya dəyəri və aşağı faydalı iş əmsali mane olur. Bu göstəricilərin yaxşılaşdırılması günəş batareyalarının inkişafında əsas şörtür. Nanotexnologiyanın tətbiqi bu baxımdan hər iki problemi həll edə bilər [3].

Yüksəkeffektivli nanoheteroquruluşlu günəş elementləri əgər günəş şüalanması konsentratorları sistemi altında işləyirlərsə yerüstü enerji sistemləri üçün çox perspektivlidir. Şüalanmanın konsentrə olunması sadə və ucuz Frenel linzasının

köməyi ilə əldə oluna bilər. Məsələn, 40mmx40mm ölçülü səth düşən günəş şüalanması 3mm^2 -dan kiçik səthə toplanır. Elementlər bu zaman mini linzaların köməyi ilə toplanan günəş şüalanmasının vahid gücünün kiçik olması sabəbindən qızılurlar. Bu cür konsentratorlu fotolektrik sistemlərdə elektroenerjinin maya dəyəri günəş elementinin sahəsinin 1000 dəfə kiçilməsi hesabına 2 dəfə azala bilər. Bu zaman konsentratorlu fotolektrik sistemlərində xüsusi enerji çıxışı yüksək faydalı iş əmsalına və daim Günəşə dəqiqliklə yönəlmə hesabına görə 3 dəfə arta bilər.

Daha ucuz materiallardan və istehsalat proseslərindən istifadə etməklə günəş batareyalarının maya dəyərini aşağı salmaq olar. Batareyaların effektivliyini artırmaq üçün isə, onların düşən işığı mümkün qədər udma qabiliyyətini artırmaq və elektrikə çevirmək lazımdır. Nanohissəciklərdən istifadə edərək batareyanın səthinin sahəsinin onun həcmində nisbətini artırmaq olur və nəticədə faydalı iş əmsali artır. Fotovoltaik elementlər bazarında balansına 90% düşən silisium günəş batareyaları iki növdə olurlar: monokristallik və polikristallik. Birincilər ən çox faydalı iş əmsalına malikdirlər (kommersiya məhsulu kimi adətən 15%, laboratoriya şəraitində isə 25%-ə qədər), lakin yuxarıda qeyd edildiyi kimi bu cür batareyalar bahalıdır, belə ki, onlarda ifrattomız yarımkəciricidən istifadə olunur. Polikristallik batareyalar ucuzdur, lakin onların qeyri-mütəmədi kristallik strukturuna malik olması onların faydalı iş əmsalını kifayət qədər aşağı salır.

Hal-hazırda alternativ olaraq bir çox müxtəlif üzvi və qeyri-üzvi materiallar işlənmə mərhələsindədir ki, onların bəziləri aşağıda qeyd olunur:

- Müxtəlif sərt və əyilə bilən substratlar üzərinə nazik təbəqələr şəklində aktiv örtükər çəkilə bilər. Müasir dövrdə daha çox istifadə olunan amorf silisiumdur. Onların əsasında hazırlanmış günəş batareyalarının kristallik silisiuma nəzərən maya dəyəri aşağıdır, belə ki, kifayət qədər az material sərf olunur. Lakin onların faydalı iş əmsali nisbətən aşağıdır - təxminən 8%. Nazik təbəqələrin istehsalında digər materiallardan da istifadə olunur: mis diselenid, indium diselenid və kadmium tellurid. 2003-cü ildə naziktəbəqəli günəş batareyalarının ümumi istehsalat həcmində yeri təxminən 6% təşkil etmişdir.

- Boyacılarla sensibilə olunmuş günəş batareyaları bitkilərdəki fotosintezə oxşar olan mexanizmin köməyi ilə günəş işığını konversə edir. Onlar nisbətən maya dəyəri aşağı olan texnoloji istehsalatın köməyi ilə yüksək təmizliyə malik olmayan ucuz materiallardan hazırlanıb. İşığın boyacı molekulda ululması ilə sərbəst elektronlar əmələ gəlir və ardıcıl olaraq onlar nanoquruluşlu titan oksidində köçürürlər. Bu cür batareyaların faydalı iş əmsali nisbətən aşağıdır – eksperimental nümunələrdə 10%. Daha bir problem istehsalatın əməktutumlu olmasıdır, belə ki, elektronun köçürülməsi elektronlitin olmasını tələb edir. Buna baxmayaq, bu cür bata-

GÜNƏŞ ELEMENTLƏRİNĐƏ NANOTEXNOLOGİYANIN TƏTBİQİ PERSPEKTİVLƏRİ VƏ GƏLƏCƏK PROQNOZLAR

yaların maya dəyəri silisiuma nəzərən təxminən 60% azdır, buna görə onların bazarda payı, çox güman ki, artacaqdır.

- Polimer batareyalarda nazik təbəqə timsalında yarımkəçirici xassasına malik bəzi üzvi polimerlər (məsələn, polifenilenvinilen) istifadə olunur. Onların aşağı maya dəyəri vardır və həm də onların faydalı iş əmsalı aşağıdır. Bununla yanaşı onlar hava və nəmliyə həssasdırlar.

- Coxtəbəqəli günəş batareyaları çoxqatlı quruluşa malikdir. O bir substrat üzərində ardıcıl şəkildə böyüdülən müxtəlif energetik zonalı müxtəlif yarımkəçirici materiallardan formalasmışdır. Ücölülü batareyalarda artıq 34% faydalı iş əmsali əldə olunmuşdur.

- Kvant quyuları, karbon nanoboruları və fullerənləri, nanosaplar və dendrimerlər də günəş batareyaları üçün material timsalında diqqəti cəlb edir. Lakin günəş elementlərinə tətbiq nöqtəyi nəzərdən bu texnologiyaların gələcəyi haqqında proqnozlar vermək hələ tezdir.

Nanotexnologiyalar hələ ki, günəş batareyalarının istehsalında zəif istifadə olunur. Lakin onlar gələcəkdə aşağıda göstərilən məsələlərdə artan rol oynayacaqdır:

- nazik təbəqələrin, qatların və səthlərin işlənilərə hazırlammasında,
- işçi səthin artırılması üçün nanohissəciklərdən istifadə,
- nanokristallik materiallardan istifadə,
- yeni materialların yaradılması.

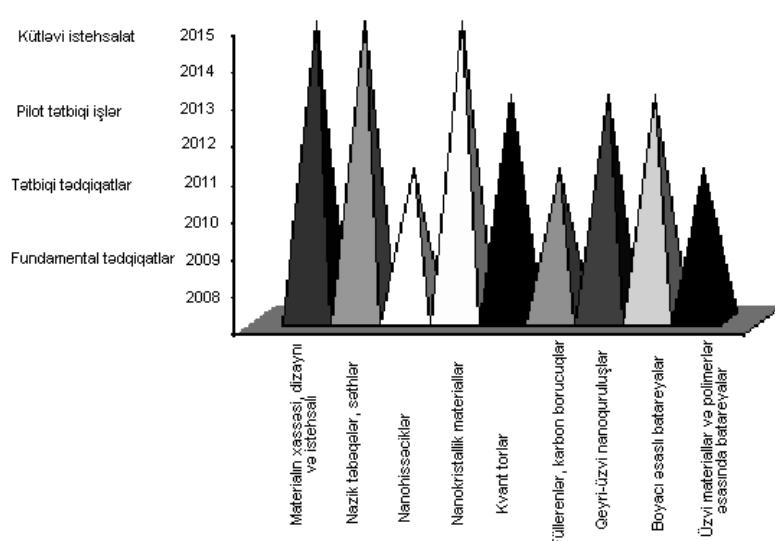
Nazik təbəqələr, qatlar və səthlər günəş batareyalarının istehsalında ən çox intensiv şəkildə istifadə olunan material-

lardır, bunun artdıncı nanokristallik materiallar və nanohissəciklər gəlir. Bu material və texnologiyalar boyacılarla sensibildə olunmuş günəş batareyaları ilə yanşı növbəti onillikdə lider mövqedə olacaqdır. Müasir dövrdə ilk kommersiya tətbiqli mərhələdə olan boyacı və elektrolit əsaslı nazik təbəqələrdən və batareyalardan fərqli olaraq nanotexnologiyaların günəş batareyaları sahəsinə tətbiqi fundamental tədqiqat mərhələsindədir.

2015-ci ilə qədər tədqiqatların əsas oblastı materialların xassasları, onların dizaynı və istehsalı olacaqdır. Bu cür tədqiqatların məqsədi fotovoltaik faydalı iş əmsalını və batareyanın işinin etibarlılığını artırmaqdandır ibarətdir.

Praktik olaraq bütün batareyalar ilk kommersiya təklifi mərhələsinə 2010-cu ilə qədər çıxmış, nazik təbəqəli günəş batareyaları isə geniş bazara çıxmalıdır. 2015-ci ilə qədər onun artdıncı nanokristallik materiala malik batareyalar gəlməlidir. Gözlənilir ki, boyacı və elektrolitlər əsaslı batareyalar artıq 2005-ci ildə kiçikmiqyaslı şəkildə bazara çıxmaqla, 2015-ci ildə geniş şəkildə istifadə olunacaqdır.

Kvant günəş batareyaları çox yüksək nəzəri faydalı iş əmsalına (təxminən 86%), həmçinin verilmiş dalğa uzunluğunu udma qabiliyyətinə malikdir, lakin onlar 2015-ci ildə işlənmə mərhələsində olacaqdır. Buna görə kvant günəş batareyalarına olan yüksək maraq qalacaqdır. Günəş batareyalarının 2015-ci ilə qədər ümumi inkişaf mənzərəsi şəkil 1-də göstərilmişdir.



Şəkil 1. Nanotexnologiya əsaslı günəş batareyalarının 2015-ci ilə qədər inkişaf mərhələləri

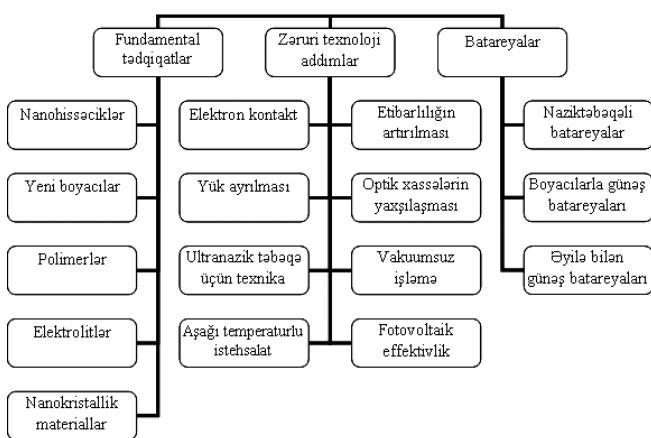
Yuxarıda qeyd edildiyi kimi günəş batareyalarının inkişafında əsas məsələ onların maya dəyərinin aşağı salınması və effektivliyinin artırılmasıdır. Digər tərəfdən, bu qurğuların etibarlılığının və istismar müddətinin artırılması zəruridir. Yaxın zamanlarda faydalı iş əmsalının artırılması və maya dəyərinin aşağı salınması çox güman ki, iki biri-birindən asılı olmayan tədqiqat istiqaməti kimi inkişaf edəcəkdir. Yaxın on ildə əsas tədqiqat gücü növbəti problemlərin həllinə yönəlməlidir:

- müxtəlif qadağın zonası eninə eninə və ya müxtəlif udulma spektrinə malik fotoakseptorlar çeşidinin bir batareyada integrasiyası hesabına çoxlu miqdarda düşən işığı udma qabiliyyətinə malik materialların yaradılması (kvant torları, yeni boyacılar, coxtəbəqəli ultranazik nanokristallik materiallar bu məqsədə çatmaq üçün yaxşı namizədlərdir);

- yük daşınmasının maksimallaşması. Nazik təbəqəli və coxtəbəqəli batareyalar üçün kristallik strukturun yüksək təşkilli olması zəruridir ki, bunu da nanokristallik materiallardan istifadə olunmaqla almaq mümkündür. Boyacı və polimer əsaslı batareyalarda yükün fotoakseptordan elektroda köçürülməsi elektrolit olmasını tələb edir. Nanohissəciklər əsasında olan batareyalarda da elektrolita ehtiyac vardır və ya yükün birbaşa köçürülməsi üçün nanohissəciklər biri-birinə kifayət qədər yaxın yerləşməlidirlər;

- fotoakseptorların, yük daşınması strukturunun və elektroolların bir cihazda düzgün integrasiyası hesabına batareyaların yüksək etibarlılığı və böyük istismar müddətinin təminatı;

- sənaye miqyasında batareya istehsalının texnoloji qaydalarının asanlıqla reallaşma təminatı.



Şəkil 2. Günəş batareyalarının gələcək inkişaf və tətbiqi üçün həll olunacaq tədqiqat məsələləri.

Əyilə bilən günəş batareyaları üçün altlığa təbəqə çəkiliş məsi problemi vardır. Yüksəktemperaturlu metodlar yaxşı tekrar olunandırlar, lakin yüksək temperatur polimer əsası dağıdır, alternativ aşağıtemperaturlu texnologiyalar isə (CVD, buxardan və ya aerozoldan qazofaza kondensasiyası) hələ ki, müəyyən çatışmamazlığa malikdirlər. Boyacı və elektrolit

əsaslı batareyalar effektivliyinə görə çoxtəbəqəli günəş batareyaları ilə rəqabətə girə bilməsə də, daha ucuzdur və əyilə bilən altlığa asaqlıqla çökilir. Onlar üçün əsas tədqiqat istiqaməti ətraf mühitə (temperaturun dəyişməsi, nömlilik və s.) qarşı dayaniqliğin təmin edilməsidir. Yeni boyacı molekulların alınması və istifadə olunması başqa bir tədqiqat məsələsidir.

Şəkil 2-də günəş batareyalarının bundan sonrakı inkişafı və tətbiqi üçün həll olunacaq tədqiqat məsələləri ümumiləşmişdir.

Günəş şüalanmasının elektrik enerjisiniçəvirməsi problemi dünyanın demək olar ki, bütün ölkələrində yəni növ enerji resursları ilə məşğul olan mütəxəssislər üçün xüsusi maraq kəsb etmişdir. Nanoquruluşlu birləşmələrin heterostrukturuları əsasında hazırlanacaq günəş elementləri faydalı iş əmsalının böyük qiymətlərinin əldə olunması, və yüksək radiasiya dayaniqliğibaxımından böyük potensiala malik olacaqdır. Silisium elementləri ilə müqayisədə heterofotoçeviricilərin əsas üstünlüyü onların güclü şəkildə konstrüktiv olunmuş (500 – 1000 dəfə) günəş şüalanmasını effektiv şəkildə çevirmək qabiliyyətinə malik olmasınaidir. Bu da öz növbəsində günəş elementlərinin sahəsinin və maya dəyərinin kifayət qədər azalması perspektivlərini ön sıraya çəkir və bununla da günəşdən alınan elektroenerjinin maya dəyəri aşağı düşür.

- [1] V.P. Dubyaga, I.B. Besfamilniy. Nanotekhnologii i membrani. Kriticheskie tekhnologii. Membrani. 2005, №3(27), s.11-16. (in Russian)

- [2] V.M. Andreev. International Scientific Journal for Alternative Energy and Ecology ISJAAE, 2007, №2(46), s.93-98. (in Russian)
 [3] V.V. Sichev. Ros. khim. j. (J. Ros khim. ob-va im. D.I. Mendeleeva), 2008, t. LII, №6, s.118-128.

R.S. Madatov, A.A. Sadygova

PROSPECTS AND FORECASTING OF APPLICATIONS NANOTECHNOLOGY IN SOLAR ELEMENTS

In this paper the direction of nanotechnology application on the surface and photo-transformer internal area with the purpose of efficiency increase and competitiveness of solar elements is investigated. It is shown, that using nanoparticles, it is possible to increase the relation of the battery surface area to volume therefore the efficiency of elements increases.

P.C. Мадатов, А.А. Садыгова

ПЕРСПЕКТИВЫ И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЙ НАНОТЕХНОЛОГИЙ В СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

В статье исследовано направление применения нанотехнологий на поверхности и внутренней области фотопреобразователя с целью повышения эффективности и конкурентоспособности солнечных элементов. Показано, что, используя наночастицы, можно увеличить отношение площади поверхности батареи к объему, в результате чего КПД элементов возрастет.

Received: 24.06.09

TlIn_{1-x}Yb_x(Ce)Se₂ MONOKRİSTALLARININ TENZOREZİSTİV XASSƏLƏRİ

E.M. QOCAYEV, M.T. DADAŞOV

Azərbaycan Texniki Universiteti, AZ-1073, Bakı, H. Cavid pr., 29

TlIn_{1-x}Yb_x(Ce)Se₂ kristallarının pyezoelektrik xassələrinin tədqiqilə aşkar edilmişdir ki, bu kristallar yüksək tenzohəssaslıq əmsalına malikdir. Tenzohəssaslıq əmsali işığın intensivliyindən, spektral tərkibindən asılı olaraq idarə olunur.

Məlum olduğu kimi TlInSe₂ kristalları, o cümlədən də onun struktur analoqları olan TlInTe₂ və TlGaTe₂ birləşmələri kifayyət qədər yüksək tenzohəssaslıq əmsalına malikdir [1-4], onların alınma texnologiyası əsasında tenzoelementlərin hazırlanma prosesi kifayyət qədər sadədir, işığın, temperaturun və digər kənar amillərin təsirilə tenzohəssaslıq əmsallarını lazımi istiqamətə dəyişdirərək, idarə etmək mümkündür. Amma, bütün bu müsbət əlamətlərlə yanaşı, həmin kristalların nominal müqavimətlərinin böyük olması onlardan hazırlanan tenzoelementlərin praktiki tətbiq imkanlarını məhdudlaşdırır. Bu çətinlikdən çıxmanın yollarından biri, həmin birləşmələrə metal atomlarından aşkar vurulması ola bilər.

Ədəbiyyat məlumatlarının təhlili göstərir ki, həmin istiqamətdə müəyyən işlər aparılmışdır. Belə ki, hələ keçən əsrin ikinci yarısından etibarən TlInSe₂ tip birləşmələrdə üçvalentli indium atomlarının üçvalentli lantanoidlərlə əvəz olunması ilə alınan TlIn_{1-x}Ln_xC₂^{VI} tip sistemlərin fiziki-kimyəvi, rentgenofaza və digər analiz üsulları ilə hal diaqramları qurulmuş, həmin sistemlərdə TlInC₂^{VI} birləşmələri əsasında həllolma oblastlarının mövcudluğu aşkar edilmişdir [5-7].

Həmin kristalların bəzilərinin tenzorezistiv və pyezoelektrik xassələrinin tədqiqi barədə müəyyən məlumatlar var [8-11]. Bu işdə biz TlInSe₂ - TlYbSe₂ sistemində aşkar edilmiş bərk məhlulların pyezoelektrik xassələrinin tədqiqi barədə məlumat veririk [12-13]. Qeyd edək ki, bu kristalların elektrofiziki xassələrinin tədqiqi göstərmişdir ki, həqiqətən də TlInSe₂ qəfəsində indium atomlarının itterbium atomları ilə əvəz olunması halında kristalların elektrik müqavimətlərinin azalması baş verir. TlIn_{1-x}Yb_xSe₂ ($0 \leq x \leq 0,06$) monokristalları zona əritmə üsulu ilə yetişdirilmişdir. Monokristalların yetişdirilməsi həm əridilmiş zonannın şaquli, həm də üfüqi istiqamətlərində yerdəyişmələri halında alır. Uzunluğu 10-15 mm olan əridilmiş zona 10-20 mm/saat sürətlə hərəkət etdirilir. Tərkibindən asılı olaraq zonanın hər iki istiqamətdə hərəkəti 10-dan 20-yə qədər olur. Bu üsulla alınan monokristallar asanlıqla parlaq səthli düzbucaqlı paralelepiped şəklində qələplərə ayrırlar.

Həmin kristallar TlInSe₂ - də olduğu kimi tenzoelementlərin hazırlanması üçün çox əlverişli olur. Onlardan tenzoötürülərin hazırlanma texnologiyası aşağıdakı kimidir.

45 markalı, qalınlığı 0,55 mm, uzunluğu 30 mm olan polad lövhənin səthi diqqətlə emal edilərək işlənilir, etil spirti ilə təmizlənir. Bundan sonra səth qalınlığı 10 - 15 mkm olan EP - 96 lakı ilə örtülür. Həmin halda otaq temperaturunda bir saat saxlamıldıqdan sonra, yüksək temperaturlu polimerləşməni təmin etmək üçün quruducu şkafa yerləşdirilir. Temperatur tədricən 180°C - yə qədər qaldırılır və bir saat ərzində həmin temperaturda saxlanılır. Bu texnoloji prosesdən sonra səth təbəqəsi tam polimerləşir və orada hər hansı girinti - çıxıntı olmur.

Bu qaydada hazırlanmış təbəqə üzərində tenzorezistorun ölçüsündən böyük səth, təkrarən lək təbəqəsilə örtülür. TlIn_{1-x}Yb_xSe₂ kristallarından elektrodlar lehimlənmiş nümunə yuxarıdakı qaydada hazırlanmış polad təpəqə üzərinə qoyularaq, ehemalca səthə doğru sixilir. Daha sonra, eni 1,5 mm olan ftoroplast lentlə allığı sarınır. Qurğu 18 - 28°C-də bir saat qurudulur, 199 °C - də 1,5 - 2 saat tabalmaya məruz qalır. Bundan sonra lent açılır və nümunə ölçməyə hazır olur.

Tenzohəssaslıq əmsali aşağıdakı düsturla hesablanmasıdır:

$$K = \frac{\Delta R}{R_0} \quad (1)$$

Burada $\Delta R = R - R_0$ - nümunənin müqavimətinin dəyişməsi,

R_0 və R - müvafiq olaraq, nümunənin deformasiyadan əvvəlki və sonrakı müqavimətləri; ϵ - nisbi deformasiyadır.

Məlumdur ki, yarımkəcərilərdə ΔR -in qiyməti praktiki olaraq xüsusi elektrik müqavimətinin dəyişməsinə uyğundur. Zamandan və deformasiya dərəcəsindən asılı olaraq seçilmiş kristalların tenzometrik xüsusiyyətlərinin tədqiqi zamanı müəyyən edilmişdir ki, mexaniki gərginliyin təsirindən sonra kristalların xüsusi müqavimətinin nisbi dəyişməsini ($\beta = \Delta \rho / \rho$) aşağıdakı kimi hesablaşmaq olar:

$$\beta = \pi E \epsilon \quad (2)$$

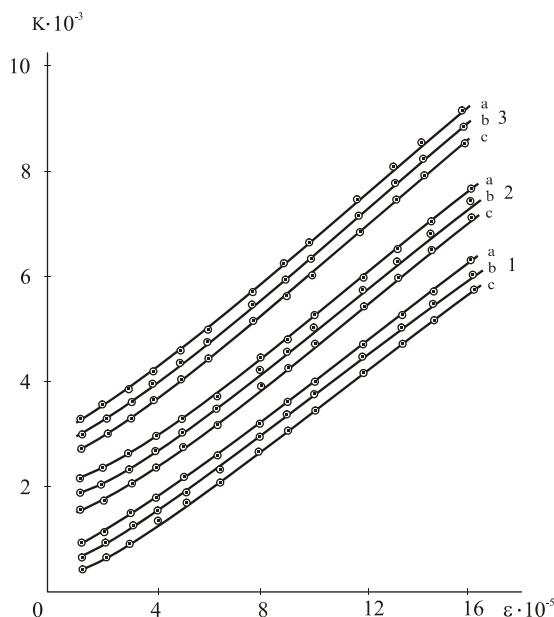
Burada E - Yunq modulu; π - mütənasiblik əmsalıdır.

Bələliklə, yarımkəcərilər üçün tenzohəssaslıq əmsali müəyyən kristalloqrafik istiqamətlərdə Yunq modulu ilə mütənasib olub, materialın elastiki sabitləri ilə müəyyən olunur.

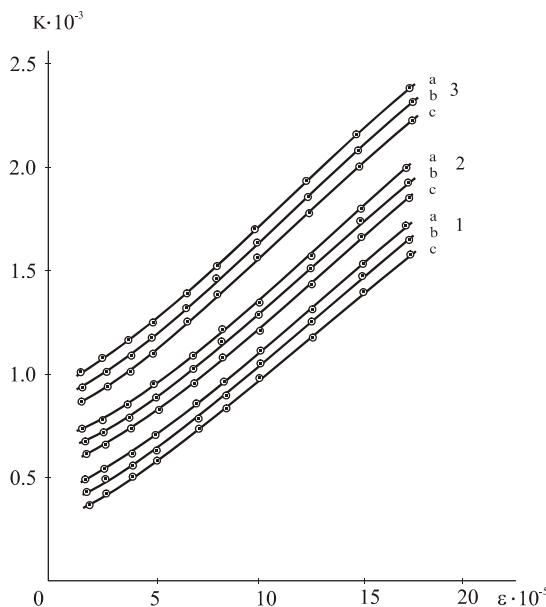
Ilkin tədqiqatlara görə TlIn_{1-x}Yb_xSe₂ monokristallarında [001] kristalloqrafik istiqamətdə (300 K-də) ϵ -nun qiyməti tərkibdən asılı olaraq $(10-120) \times 10^{10}$ Pa intervalında dəyişir ki, bu da yarımkəcərici tenzometriyada məlum olan qiymətlərdən çox böyükdür.

TlIn_{1-x}Yb_xSe₂ kristallarında aşkar edilən pyezorezistiv effektin əyilmə müstəvisinin fırlanma bucağından asılılığı öyrənilərkən, sərbəst əyilmənin heç bir istiqamətdə nəzərə çarpacaq effekt müşahidə edilməmişdir. Yalnız bu kristalların 60° - dən 90°-dək burulma bucaqlarında müqavimətin aşkar dəyişməsi müəyyənləşdirilib. Bu oblastda dəyişmə, mütənasiblik əmsali $\alpha = 4 \times 10^6$ Om/K ($R_0 = 600-800$ MOm) olan xətti qanunla baş verir.

Burulmanın sərhəd qiymətləri tərkibdə itterbiumun miqdardan asılı olaraq 94° - 102° intervalında dəyişir. Qeyd olunmalıdır ki, maksimal effekt TlIn_{1-x}Yb_xSe₂ [001] kristalloqrafik oxu boyunca nümunənin dərtılması halında baş verir.



Şəkil 1. İşıqlanmanın müxtəlif qiymətlərində $TlIn_{1-x}Yb_xSe_2$ kristallarının tenzohəssaslığının mexaniki deformasiyadan asılılığı, burada a- $x=0$; b- $x=0,03$; c- $x=0,06$, 1- 0 Lk; 2- 1000 Lk; 3-2000 Lk.



Şəkil 2. Müxtəlif temperaturlarda $TlIn_{1-x}Yb_xSe_2$ kristallarıının tenzohəssaslığının mexaniki deformasiyadan asılılığı, burada a- $x=0$; b- $x=0,03$; c- $x=0,06$, 1-300K; 2-400 K; 3-500 K.

Biz $TlIn_{1-x}Yb_xSe_2$ kristallarının $x=0$; 0.03 və 0.06 qiymətlərinə uyğun nümunələrini işıqlanmanın (şəkil 1) və temperaturun (şəkil 2) müxtəlif qiymətlərində tədqiq etmişik. Şəkillərdən göründüyü kimi tərkibdə itterbiyumun miqdari artırıqca tenzohəssaslıq əmsalı qismən kiçik qiymət alır, amma işıqlanmanın intensivliyi artırıqca, deformasiyanın tədqiq olunan bütün qiymətlərində artır. Analoji nəticələr tenzohəssaslıq əmsalının temperatur asılılığında da müşahidə olunur, yəni temperatur artırıqca tenzohəssaslıq əmsali artır. Bu isə o deməkdir ki, kristalların tərkibini, ona təsir edən işığın intensivliyini və ya temperaturunu dəyişməklə onun tenzohəssaslıq əmsalını lazımi istiqamətdə idarə etmək olar.

Alınmış nəticələr göstərir ki, $TlIn_{1-x}Yb_xSe_2$ kristallarının tenzohəssaslığını elektromaqnit işıqlanmanın intensivliyinin və spektral tərkibinin təsiri ilə də idarə etmək olar. Bu effekt pyezorezistiv effekt adlanır. Tədqiqatlar göstərir ki, tenzohəssaslıq əmsalının nisbi dəyişməsinin işığın vahid intensivliyinə düşən qiyməti deformasiya dərcəsində asılı olmayaraq, eyni tərtibdə olur.

Deformasiyanın $\varepsilon = 2.2 \cdot 10^{-4}$ qiymətində

$$g_l = \frac{\Delta K}{K \cdot \Delta \ell} \cdot 100\% = 2 \cdot 10^{-3} \% / L \kappa \quad (3)$$

$\varepsilon = 10^{-5}$ olduqda isə $g_l = 1.7 \cdot 10^{-3} \% / L \kappa$, alınır.

Tenzohəssaslıq əmsalının vahid temperatura düşən % -lə qiyməti

$$g_T = \frac{\Delta K}{K \cdot \Delta T} \cdot 100\% = (0.12 \div 0.17)\% / K \quad (4)$$

olur.

Alınmış nəticələrin təhlili göstərir ki, $TlIn_{1-x}Yb_xSe_2$ kristallarının tenzohəssaslıq əmsallarının temperaturdan və işığın intensivliyindən asılılıq xarakterləri eynidir. Bu təbiidir. Cünki tetraqonal sinqoniyada kristallaşan $TlInSe_2$ -nin elementar qəfəsində üçvalentli indium atomlarının ($1,66 \text{ \AA}^0$) eyni, valentli, amma ion radiusu böyük olan itterbiyum ($1,93 \text{ \AA}^0$) atomları ilə əvəz olunması zamanı struktur dəyişikliyi baş vermir. Yəni, yalnız elementar qəfəslərin həcmi böyüyür, qəfəs sabitləri artır, qadağan olunmuş zonanın eni isə additiv qanunla azalır. Tədqiq olunan kristalların zona quruluşunda da əhəmiyyətli dəyişiklik baş vermir.

$TlIn_{1-x}Yb_xSe_2$ kristallarının aşkar edilmiş pyezoelektrik xassələri, bu kristalların, o cümlədən də baza kristalı $TlInSe_2$ -nin mürəkkəb zona quruluşuna malik olması ilə əlaqədardır. Həqiqətən də bu birləşmənin zona quruluşlarının hesablanması nəticələri bunu təsdiq edir [14].

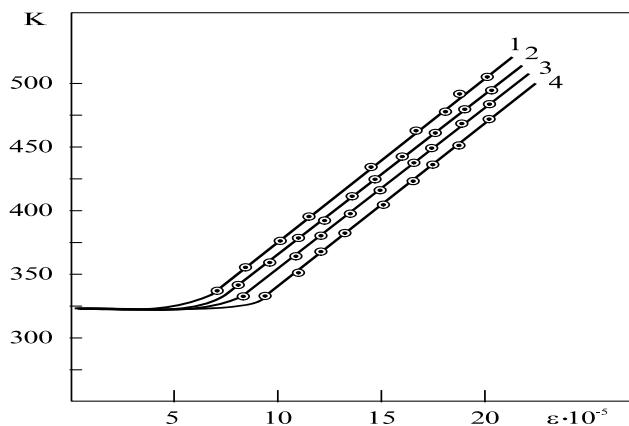
Analoji tədqiqatlar $TlIn_{1-x}Ce_xSe_2$ monokristallarında da aparılmışdır [15]. Bu kristallar əsasında tenzoelementlərin hazırlanması da işin yuxarıda təsvir olunmuş qaydada aparılıb. Tenzoelementlər hazırlanarkən kristalların səthinə çəkilmiş EP – 96 lakinin polimerlaşmasını təmin etmək üçün nümunələrin temperaturu 160°C - yə qədər qaldırılmış və həmin temperaturda bir saat saxlanılmışdır. Hazırlanmış cihazın qurudulması $20 \div 30^\circ\text{C}$ - də qurudulmaqla və daha sonra 200°C - də $1,5 \div 2$ saat müddətində qalmaqla həyata keçirilir.

$TlIn_{1-x}Ce_xSe_2$ kristallarının pyezoelektrik xassələrinin tədqiqi [0.01] kristalloqrafik istiqamətlənmış deformasiya altın-da həyata keçirilmişdir. Tədqiqatlar 1 - $x=0$; 2 - $x=0.03$; 3 - $x=0.06$; 4 - $x=0.09$ tərkibləri üçün aparılmışdır. Tenzohəssaslıq əmsalının həmin tərkiblər üçün mexaniki deformasiyadan asılılıqları şəkil 3-də göstərilmişdir.

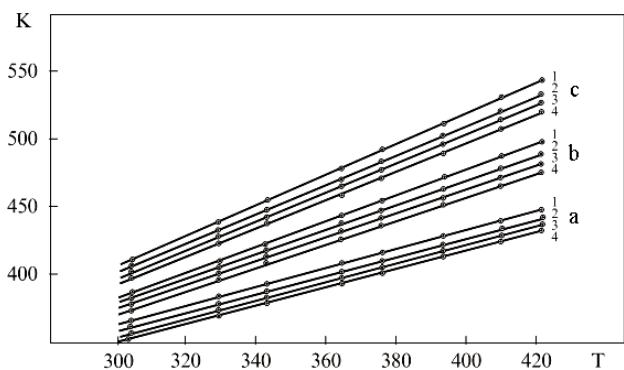
Şəkil 3-dən göründüyü kimi həmin qrafiklərin bir-birindən kəskin fərqlənən iki oblastı müşahidə olunur.

Deformasiyanın qiymətinin 10^{-5} -ə qədər artması halında tenzohəssaslıq əmsali sabit qalır. Deformasiyanın $(8-20) \cdot 10^{-5}$ intervalında dəyişməsi halında isə digər analoji kristallarda aşkar edildiyi kimi, tenzohəssaslıq əmsalının deformasiyadan xətti asılı olması müşahidə edilir (şəkil 4).

TlIn_{1-x}LnX₂^{VI} MONOKRİSTALLARININ TENZOREZİSTİV XASSƏLƏRİ



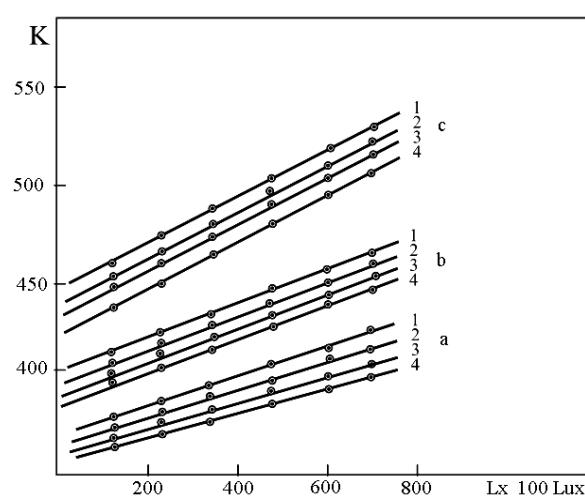
Şəkil 3 TlIn_{1-x}Ce_xSe₂ kristallarının tenzohəssaslıq əmsalının mexaniki deformasiyadan asılılığı: 1 - $x = 0$; 2 - $x = 0.03$; 3 - $x = 0.06$; 4 - $x = 0.09$



Şəkil 4. Mexaniki deformasiyanın müxtəlif qiymətlərində TlIn_{1-x}Ce_xSe₂ kristallarının tenzohəssaslıq əmsalının temperaturdan asılılığı a) $\varepsilon=10 \cdot 10^{-5}$ b) $\varepsilon=20 \cdot 10^{-5}$ c) $\varepsilon=30 \cdot 10^{-5}$

Bununla yanaşı, xüsusişlə cəlb edici əlamət odur ki, həmin kristalların müxtəlif deformasiyaya məruz qalmaları halında da temperatur artıqca tenzohəssaslıq əmsali xətti qanunla artır. Bu isə o deməkdir ki, TlIn_{1-x}Ce_xSe₂ kristallarından hazırlanmış tenzorezistorlar termostatik şəraitdə ölçmələrin yüksək dəqiqliyini təmin edə bilər.

- [1] S.X. Aqaeva, Y.M. Qasanova. Izluçeniya vzaimodeystviya v sisteme TlInS₂ – TlErS₂. Tverdie rastvori TlIn_{1-x}Er_xS₂ ($x = 0,01 - 0,08$) -tezisi dokladov 3-ey Vses.konf. po materialovedeniyu halkogenidnix poluprovodnikov, Černovtsi, 1991, çəst 1, s.127. (Rusca)
- [2] E.M. Qocaev, E.A. Allaxyarov, X.S. Xalilova, A.M. Suleymanova. Neorganicheskie materiali, 2003, t.39, №7, s.801-804. (Rusca)
- [3] E.M. Qocaev, N.E. Quseynov. Pyezoelektričeskie preobrazovateli dlya opredeleniya v optičeskix ustroystvax svyazi. Sovremennie informatsionnie i elektronnie texnoloqii. Odessa, 2002, Trudi III mejdunarod. nauç.-praktič.konf. s.136. (Rusca)
- [4] M.M. Zarbaliev. Yavleniya perenosu zaryada i tepla v sistemax TlInS₂(Se₂, Te₂) – TlLnS₂(Se₂, Te₂). Dis. dok.fiz.-mat.nauk, BQU, Bakı, 2001, 284 s. (Rusca)
- [5] E.M. Qocaev, E.A. Allaxyarov, C.C. Osmanova. Neorgan. materiali, t.41, № 9, 2005, s.1061-1064. (Rusca)



Şəkil 5. TlIn_{1-x}Ce_xSe₂ kristallarının tenzohəssaslıq əmsalının mexaniki deformasiyasının müxtəlif qiymətlərində optik işıqlanmadan asılılığı
a) $\varepsilon=10 \cdot 10^{-5}$ b) $\varepsilon=20 \cdot 10^{-5}$ c) $\varepsilon=30 \cdot 10^{-5}$

Dəyişən temperatur şəraitində isə, müvafiq temperatur dəyişikliyi nəzərə alınmalıdır. Bu kristalların aşkar edilən maraqlı xüsusiyyətlərindən biri də, onlarda yeni pyezorezistiv effektinin aşkar edilməsidir. Başqa sözlə, müəyən edilmişdir ki, tədqiq olunan tenzoötürüclər işığın təsirinə məruz qaldıqda onların tenzohəssaslıq əmsalı dəyişir. Maraqlıdır ki, aşkar edilmiş pyezorezistiv effektin qiyməti işığın intensivliyi və spektral tərkibində asılı olaraq dəyişdirilə və idarə oluna bilir. Bu nəticələr, yəni göstərilən kristalların tenzohəssaslıq əmsalının müxtəlif deformasiyada optik işıqlanmadan asılılığının tədqiqinin nəticələri 5 - ci şəkildə verilmişdir. Həmin nəticələr də TlInTe₂ birləşməsinin əsasında izah olunmuşdur.

NƏTİCƏ

TlIn_{1-x}Ce_xSe₂ monokristallarının tenzo və pyezorezistiv xassələrinin tərkibdən və xarici amillərin təsirindən asılılıqlarının tədqiqilər müəyyən edilmişdir ki, bu kristalların tenzohəssaslıq əmsalını artırmaq və idarə etmək mümkündür.

- [6] E.M. Qocaev, K.D. Qyulmamedov, E.A. Allaxyarov, S.I. Safarova. Neorgan.materiali, t.40, № 8, 2004, s.921-924. (Rusca)
- [7] E.M. Qocaev, G.S. Djafarova. Neorgan.materiali; t.39, № 1, 2003, s. 10-13. (Rusca)
- [8] E.M. Qocaev, E.A. Allaxyarov, X.O. Sadixova. Izv.RAN, «Neorgan.materiali»; t.30, №8, 1994, s.1048-1049. (Rusca)
- [9] E.M. Qocaev, A.A. Axmedov. Pyezorezistivny effekt v monokristallax TlIn_{1-x}Yb_xSe₂. Sbornik v Mejdunarodnoy konferentsii "Amorfnie i mikrokristalličeskie poluprovodniki". Sankt-Peterburq, 19-21 iyunya 2006 qoda, s.209. (Rusca)
- [10] E.M. Qocaev, E.A. Allakhayarov, X.O. Sadixova. Izv.RAN, t.30, №6, 1994, s.859-860. (Rusca)
- [11] G.S. Cəfərova. Fizika, 2005 cild XI, №4, s.25-29
- [12] M.M. Zarbaliev. Fizika. 1998. t.4. №1. s.19-21. (Rusca)

- [13] *M.M. Zarbaliev Fizika*, 1999, t.5, №3, s.26-29. (Rusca) [15] of Physics and Chemistry of Solids. 2003. V.64. P. 1703-1706.
- [14] *G. Orudzhev, N. Mamedov, H. Uçiki, N. Jamamoto, S.Iida, H.Toyota, E. Gojaev, F. Hashimzade. Journal* [15] *M.T. Dadaşov. Elmi əsələr-fundamental elmlər №3, cild VI (23), 2007. s. 11-14.*

E M. Gojaev, M.T. Dadashov

TENSORESISTIVE PROPERTIES OF $\text{TIIn}_{1-x}\text{Yb}_x(\text{Ce})\text{Se}_2$ CRYSTALS

Investigating of the piezoelectric properties of the $\text{TIIn}_{1-x}\text{Yb}_x(\text{Ce})\text{Se}_2$ crystals it is revealed that these crystals have high factor of tensosensitivity. One can decrease the factor of tensosensitivity by the changing the crystal composition and intensity and spectrum composition of the optic fluoroscopy.

Э.М. Годжаев, М.Т. Дадашов

ТЕНЗОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $\text{TIIn}_{1-x}\text{Yb}_x(\text{Ce})\text{Se}_2$

Исследованиями пьезоэлектрических свойств $\text{TIIn}_{1-x}\text{Yb}_x(\text{Ce})\text{Se}_2$ кристаллов выявлено, что эти кристаллы обладают высокими коэффициентами тензочувствительности. Можно повысить коэффициент тензочувствительности, меняя состав кристалла и интенсивность и спектральный состав оптической подсветки.

Received: 15.10.09

**REDETERMINATION OF MONOCHROMATIC ABSORPTION COEFFICIENTS'
VALUES OF AMMONIA IN VISIBLE RANGE OF THE SPECTRUM
FOR ATMOSPHERES OF JUPITER AND SATURN**

A.A. ATAI

Shemakha Astrophysical Observatory after M. Tusi of the National Academy of Science of Azerbaijan

E.R. YUZBASHOV

*H.M. Abdullayev Institute of Physics of the NASA,
AZ 1143, Baku, H. Javid ave., 33*

By improvement of the method of A.V. Morozenko, the monochromatic absorption coefficients' values of ammonia in visible range of the spectrum for atmospheres of Jupiter and Saturn have been redetermined on the base of measurements of the same parameter in the laboratory conditions.

The main gas constituents of Jupiter's and Saturn's atmospheres are hydrogen (0.86 and 0.83 correspondingly) and helium (0.13 and 0.16), and insignificant degree of methane (~ 0.07 %) and ammonia (~ 0.01 %). In comparison with absorption band of methane in the spectra of Jupiter the absorption band of ammonia possess considerably smaller intensity, but is still well-defined enough. At Saturn ammonia bands are definable on a detection limit.

In visible spectral area of Jupiter two absorption bands of ammonia with the central wavelength λ 5520 Å and λ 6475 Å are observed; the first of them is partially overlapped with a weak absorption band of methane at 5430 Å. The question on presence of ammoniac absorption in the Saturn's atmosphere remained disputable for a long time and this point is in detail discussed in V.V. Avramchuk and A.I. Karmeljuk's work [1]. By spectral observations [2,3] and also by the spectrograms obtained with 2-m SHAO NAN of Azerbaijan reflector by deceased N.B. Ibragimov in 1969-1974 [4,5] ammonia's presence in the atmosphere of Saturn had been established.

By existing estimations the relative content of ammonia in the Saturn's atmosphere is $C(NH_3) < 0.0001$, whereas at Jupiter it is at least 7 times higher. It must be noted that ammonia and methane play an important role in optical and dynamical intra-atmospheric processes occurring in atmospheres of Jupiter and Saturn. In spite of the fact that in Jupiter's atmosphere ammonia's content is insignificant quantity, but it plays about the same role as water vapor plays in Earth's atmosphere, and for certain, not to a lesser degree in the atmosphere of Saturn.

Observable intensity of absorption bands of molecular gases depends on their concentration and local temperature changes created by convective streams and vortex formations. Such dynamics in atmospheres of Jupiter and Saturn influences values of relative concentration of molecular gases, including the quantity of NH_3 in the gaseous form. Due to lower temperature in Saturn's atmosphere a certain part of gaseous ammonia should freeze, having turned to crystals, forming a visible cloud layer of the planet. Therefore in the visible range of Saturn's spectrum it is possible to observe only absorption bands of ammonia NH_3 at λ 6475 Å and its intensity will be different on different points over Saturn's disk. The research carried out in this direction last years in AFI NAN PK [6,7,8,9] represent great interest

and play a considerable role in understanding of real structure of atmospheres of those planets.

At studying of vertical structure of atmospheres of Giant planets a number of general character problems and also difficulties connected with choosing of models arise, which are in detail studied in A.V. Morozhenko's works [10,11,12]. Optical parameters of planets' atmospheres are determined from the analysis of the observed data (i.e., by research brightness distribution over the disks of planets in a continuous spectrum, and also molecular absorption bands) within the limits of those or other representations about vertical structure of atmosphere. Therefore, the analysis even the same observed data, under various assumptions of vertical structure of a cloud layer, leads to various values of determined parameters.

For systematic research of that point it was necessary to systematize in more details available data and to consider a number of important factors as temperature dependence of absorption coefficients of molecular gases, the account of aerosol scattering, more exact determination of relative concentration of gases and an effective optical thickness etc. For this purpose it is necessary to know exact values of monochromatic coefficients of absorption of gases k_v under corresponding conditions, i.e. in the conditions of atmospheres of planets. For Jupiter and Saturn, first of all, it concerns methane and ammonia at equilibrium temperatures. Unfortunately, the true data of k_v which are available for methane, is not present now for ammonia even in laboratory conditions (discrepancies of k_v are about 10 % in the centers of absorption bands and several times differ near to a continuous spectrum) [13,14].

The goal of the present work is determination of monochromatic coefficients from ammonia's absorption bands in visible range spectra of Jupiter and Saturn in the thermal conditions of atmospheres of these planets by observed and laboratory spectral data for these bands.

DATA AND THE METHOD DESCRIPTION

As it is known, in real planetary atmospheres vertical profile of temperature $T(h)$ is rather complex [15]; various absorption bands and even separate parts of the contour of the same band are formed at various intervals of temperature. Therefore, amendments to values $k_v(T_0)$ will be different for

various parts of absorption bands. For more precise determination of monochromatic absorption coefficient's values, obtained in laboratory conditions [16] in ammonia's absorption bands $\lambda 5520 \text{ \AA}$ and $\lambda 6475 \text{ \AA}$, we have offered a simple way which is based on the analysis of an observed spectrum of planets and a laboratory spectrum of the given band of molecular gas [17]. Thereby the method of deviation of vertical structure of a cloud layer from the condition of homogeneity [11, 12, 14, 18] has been used. The essence of the method of deviation of vertical structure of a cloud layer from homogeneity condition consists in construction of graphical dependence of $\ln(Nl/\tau_s)$ on $\ln(Nl)$ through contours of various absorption bands of molecular gases; Nl is quantity of gas in the sight beam m•amagat, and τ_s is the scattering component of effective optical depth τ_{eff} formed by the radiation diffuse-reflected from a homogeneous semi-infinite layer, which values are determined by data albedo of single scattering in a molecular absorption band ω_v and in a continuous spectrum ω_c :

$$\frac{Nl}{\tau_s} = \frac{\omega_v^{-1} - \omega_c^{-1}}{k_v} = \frac{\bar{n}}{\bar{\sigma}_s}, \quad (1)$$

$$Nl = \left(\frac{Nl}{\tau_s} \right) \tau_{\text{eff}} \omega_v$$

Here k_v is monochromatic coefficient of absorption of ammonia, and \bar{n} and $\bar{\sigma}_s$ are volume concentrations of gas and volume coefficient of scattering of medium, which values are averaged over all optical way. Spectral values of ω are defined from comparison of values of observable reflective abilities with calculated for model optical homogeneous semi-infinite layer. The calculation method of τ_{eff} differs from calculations of works [10,11,19] and is described as follows.

A.V.Morozhenko calculated τ_{eff} according to formula [19, formula 6]:

$$\tau_{\text{eff}} = [(I - \omega)(3 - x_1)]^{-1/2} + \frac{5}{5 - x_2} [\mu_0 - q(\infty)] + O[(I - \omega)^{1/2}], \quad (2)$$

where x_1 and x_2 are coefficients of the expansion of scattering indicatrix in a Legendre polynomial series, $q(\infty)=0.710446\dots$ is Hopfa's constant, $\arccos \mu_0$ is angle of incidence to outer normal. He underlined that at determining effective optical depth according to [10, 11, 20], analytical expressions τ_{eff} are more or less proved only in case of small true absorption, the condition $I - \omega << 1$ which practically is never fulfilled. He noted that the values of effective optical depth calculated in such a way have big errors which can reach up to 100 % [20]. Therefore, it is necessary to remember that their application rather restricted, and more often it is reduced to an establishment of qualitative or relative regularities. Eh.G.Yanovitskij [21] thinks that such point of view is wrong, and puts forward a new, more correct way for calculation of the effective optical thickness. We used his approach in calculations of the parameter and we consider that it has positively affected accuracy of our calculations.

The essence of the new concept of Eh.G. Yanovitskij [21] on determination of an effective optical thickness of an atmosphere layer which forms an observable spectrum of a planet consists in the following. As it is known, in a real case the spectrum is observed with a relative error ϵ , and the valid information on optical properties of medium will be born only by those photons which have mainly scattered only in a corresponding surface layer of the atmosphere. Because changes of optical properties of atmosphere in rather deep layers of medium can be fixed only at corresponding accuracy of their observation.

Therefore, the author of work [21] preferred to determine an effective optical thickness τ_0^e of a surface layer of semi-infinite atmosphere, where formation of an observable spectrum of a planet at frequency v has occurred, at the given accuracy of observation from the following equation:

$$\frac{\rho_\infty(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0) - \rho(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0, \tau_0^e)}{\rho_\infty(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0)} = \epsilon \quad (3)$$

$\rho(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0, \tau_0^e)$ is reflection coefficient of a surface layer of atmosphere of the optical thickness τ_0^e , "cut off" from all semi-infinite atmosphere. Such estimation is necessary at carrying out of interpretation of any spectral and photometric observation of planets. We used results of the calculations [21], allowing to estimate τ_0^e at the given ϵ for the elementary model of flat homogeneous semi-infinite atmosphere though the equation (2) concerns any non-uniform model of atmosphere too.

The essence of our method of determination of monochromatic coefficient of absorption k_v in the conditions of atmosphere of planets can be described shortly as follows. As the form of the graphic dependence of $\ln(Nl/\tau_s)$ from $\ln(Nl)$ does not depend on the form of scattering indicatrix [10,11], we can plot graphs by the contours of gas absorption band for observed spectra of a planet and for laboratory measurements on the same gas absorption band. For a given wavelength set of the laboratory spectra NH_3 corresponding values of $\ln(Nl)$ and β_v (where, $\beta_v = \omega_v^{-1} - \omega_c^{-1}$) have being selected. Then $\ln(Nl/\tau_s)$ is calculating from the same dependence plotted for observed spectra of a planet. Therefore β_v / κ_v are calculated for a planet and then κ'_v are determined in the atmosphere conditions of a planet.

Thus, values of κ'_v for the specified absorption bands in the thermal conditions of the planets have been determined from the laboratory spectra and measurements of monochromatic absorption coefficients of for bands $\text{NH}_3 \lambda 6475 \text{ \AA}$ and $\lambda 5520 \text{ \AA}$ at a room temperature, and also on observable spectra of Jupiter and Saturn,

RESULTS OF CALCULATIONS

NH₃ $\lambda 6475 \text{ \AA}$. According to observation for equatorial area of Jupiter [22, 23] and Saturn [24, 29], to laboratory

REDETERMINATION OF MONOCHROMATIC ABSORPTION COEFFICIENTS' VALUES OF AMMONIA IN VISIBLE RANGE OF ...

measurements [16], and also by results of calculations [21, 26] in a case $g = 0.5$ for the absorption band of $\text{NH}_3 \lambda 6475\text{\AA}$ dependences of $\ln(Nl/\tau_s)$ from $\ln(Nl)$ for those planets have been separately plotted. After plotting dependences

$\ln(Nl/\tau_s) = f(\ln(Nl))$ with step $\Delta\lambda = 5\text{\AA}$ values of monochromatic coefficients of absorption $\text{NH}_3 \lambda 6475\text{\AA}$ (Table 1, a fig. 1) have been calculated.

Table 1.

Spectral values of k_v ($\text{m} \cdot \text{amagat})^{-1}$ for absorption bands $\text{NH}_3 \lambda 6475\text{\AA}$ and $\lambda 5520\text{\AA}$

$\text{NH}_3 \lambda 6475\text{\AA}$					$\text{NH}_3 \lambda 5520\text{\AA}$		
		Present work			Jupiter		
$\lambda (\text{\AA})$	[12]	[17]	Jupiter	Saturn	$\lambda (\text{\AA})$	[12]	Present work
	$\ln k_v$	$\ln k_v$	$\ln k_v$	$\ln k_v$		$\ln k_v$	$\ln k_v$
6360	-9.90	-10.24	-9.98	-10.08	5455	-	-
6370	-9.43	-9.65	-9.47	-9.58	5460	-12.206	-11.549
6380	-8.80	-8.94	-8.83	-8.93	5465	-10.82	-10.213
6390	-8.42	-8.39	-8.35	-8.52	5470	-10.26	-9.633
6395	-8.29	-	-8.18	-8.36	5475	-9.433	-8.821
6400	-8.15	-8.15	-8.03	-8.19	5480	-8.65	-8.082
6405	-7.96	-	-7.80	-7.97	5485	-8.079	-7.481
6410	-7.60	-7.50	-7.44	-7.61	5490	-7.506	-6.884
6415	-7.24	-	-7.08	-7.24	5495	-9.511	-6.547
6420	-6.91	-6.73	-6.67	-6.88	5500	-7.378	-6.739
6425	-6.61	-	-6.27	-6.48	5505	-7.924	-7.352
6430	-6.10	-5.68	-5.6	-5.84	5510	-8.217	-7.688
6435	-5.57	-	-4.93	-5.19	5515	-7.601	-7.033
6440	-5.31	-4.58	-4.51	-4.79	5520	-7.264	-6.656
6445	-5.32	-4.42	-4.34	-4.64	5525	-7.378	-6.839
6450	-5.61	-4.76	-4.69	-5.00	5530	-7.601	-7.095
6455	-6.08	-	-5.17	-5.48	5535	-7.824	-7.330
6460	-6.64	-6.28	-6.12	-6.37	5540	-7.958	-7.479
6465	-6.57	-	-6.12	-6.36	5545	-8.063	-7.607
6470	-5.81	-4.93	-4.86	-5.17	5550	-8.200	-7.786
6475	-5.25	-4.25	-429	-4.58	5555	-8.390	-8.002
6480	-5.49	-4.82	-4.65	-4.93	5560	-8.651	-8.276
6485	-5.76	-	-4.98	-5.27	5565	-8.963	-8.607
6490	-5.91	-5.20	-5.13	-5.42	5570	-9.210	-8.870
6495	-6.03	-	-5.37	-5.64	5575	-9.498	-9.163
6500	-6.17	-5.58	-5.51	-5.78	5580	-9.904	-9.578
6505	-6.27	-	-5.71	-5.96	5585	-10.260	-9.971
6510	-6.27	-5.86	-5.80	-6.06	5590	-10.724	-10.482
6515	-6.59	-	-6.13	-6.36	5595	-11.331	-11.14
6520	-6.71	-6.18	-6.22	-6.46	5600	-11.736	-11.504
6525	-6.96	-	-6.53	-6.76			
6530	-7.13	-6.67	-7.03	-7.00			
6535	-7.26	-	-6.93	-7.14			
6540	-7.29	-7.05	-7.00	-7.20			
6545	-7.60	-	-7.42	-7.50			
6550	-7.96	-7.67	-7.67	-7.87			
6555	-8.18	-	-7.94	-8.13			
6560	-8.42	-8.15	-8.16	-8.36			
6565	-8.62	-	-8.37	-8.57			
6570	-9.56	-8.70	-8.36	-9.50			
6575	-10.23	-9.07	-9.85	-10.08			
6580	-12.21	-9.22	-9.67	-12.17			

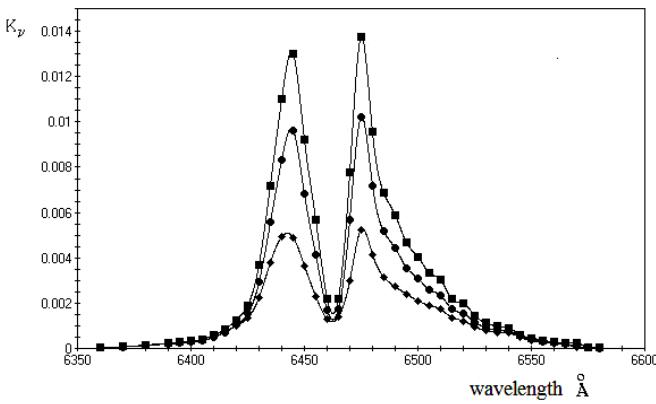


Fig. 1. Comparison of profiles of monochromatic coefficient of absorption k_v for $\text{NH}_3 \lambda 6475 \text{ \AA}$ band; small squares correspond to the conditions of Jupiter's atmosphere, circles – to the conditions of Saturn's atmosphere, rhombuses – to the data of work [16] at room temperature.

Recalculation of values k_v in a thermal mode for atmospheres of Jupiter and Saturn was conducted by a "fitting" of the laboratory data of the planetary atmosphere. At first, for values k_v , of course, the laboratory data [16] were adopted. Results of the calculation show that in the conditions of atmospheres of Jupiter and Saturn in far wings of the absorption band $\text{NH}_3 \lambda 6475 \text{ \AA}$ the values of k_v are comparable with laboratory measurements, but in the central region of this band the deviation increases even to ~2.8 times (Fig. 2).

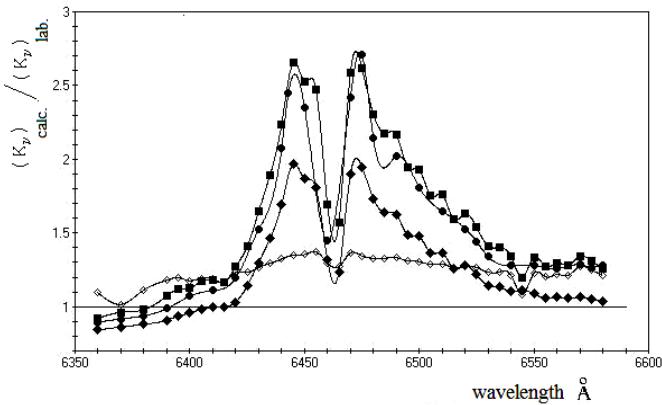


Fig.2. Circles denote the dependence of ratio of the calculated monochromatic coefficients to the laboratory measurement values of Jupiter [17] for absorption band $\text{NH}_3 \lambda 6475 \text{ \AA}$ on wavelength. Squares denote the dependence of ratio of the calculated monochromatic coefficients to the laboratory measurement values of Jupiter for absorption band $\text{NH}_3 \lambda 6475 \text{ \AA}$ with step 5 \AA ; the same dependence is denoted by dark rhombuses for Saturn. The ratio of the calculated monochromatic absorption coefficients of Jupiter to Saturn is denoted by light rhombuses.

The spectral dependence of the ratio of the calculated values monochromatic absorption coefficients to the laboratory measurement ones has a complex character and reminds the curve of absorption band at $\text{NH}_3 \lambda 6475 \text{ \AA}$ for

both planets. From figure 2 it is clear that the curve describing the ratio of the calculated monochromatic absorption coefficients of Jupiter to Saturn's ones go with features of the absorption curve of $\text{NH}_3 \lambda 6475 \text{ \AA}$.

NH₃ λ 5520 \AA . Analogical calculations were carried out for Jupiter in a weak absorption band of $\text{NH}_3 \lambda 5520 \text{ \AA}$. According to observations of Voodman J.H for equatorial area of Jupiter [28], to laboratory measurements [16], and also by results of calculations [21, 26] in a case $g = 0.5$ for the absorption band of $\text{NH}_3 \lambda 5520 \text{ \AA}$ dependences of $\ln(NI/\tau_s)$ from $\ln(NI)$ for this planet have been plotted. After plotting dependences $\ln(NI/\tau_s) = f(\ln(NI))$ with step $\Delta\lambda = 5 \text{ \AA}$ values of monochromatic coefficients of absorption $\text{NH}_3 \lambda 5520 \text{ \AA}$ have been calculated (Table 1, Fig. 3.).

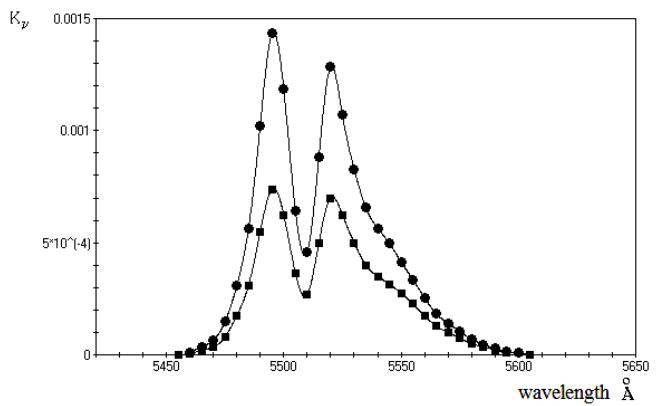


Fig.3. Comparison of contours of monochromatic coefficients k_v of absorption bands $\text{NH}_3 \lambda 5520 \text{ \AA}$; circles – in the conditions of Jupiter's atmosphere, squares – from the data of [16] at a room temperature.

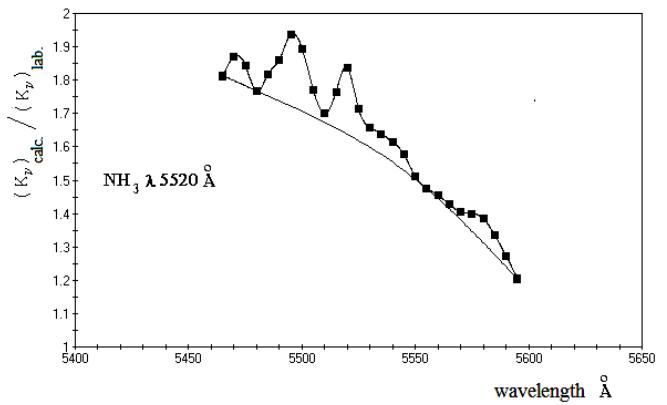


Fig.4. The ratio of the calculated monochromatic absorption band coefficients k_v of $\text{NH}_3 \lambda 5520 \text{ \AA}$ for Jupiter to laboratory measurement values [12] at a room temperature.

The absorption band of ammonia in the spectrum of Jupiter partially blends with a long-wave region of the absorption band of methane $\text{CH}_4 \lambda 5430 \text{ \AA}$. By taking into account absorption of both molecular gases in spectral region $\lambda 5380 \text{ \AA} - \lambda 5600 \text{ \AA}$ it is possible to plot contours of curves of monochromatic coefficients passing each other for the molecular gases (fig.4). Further, it is possible to define approximately the relative contribution of each gas into the absorption spectrum by this way.

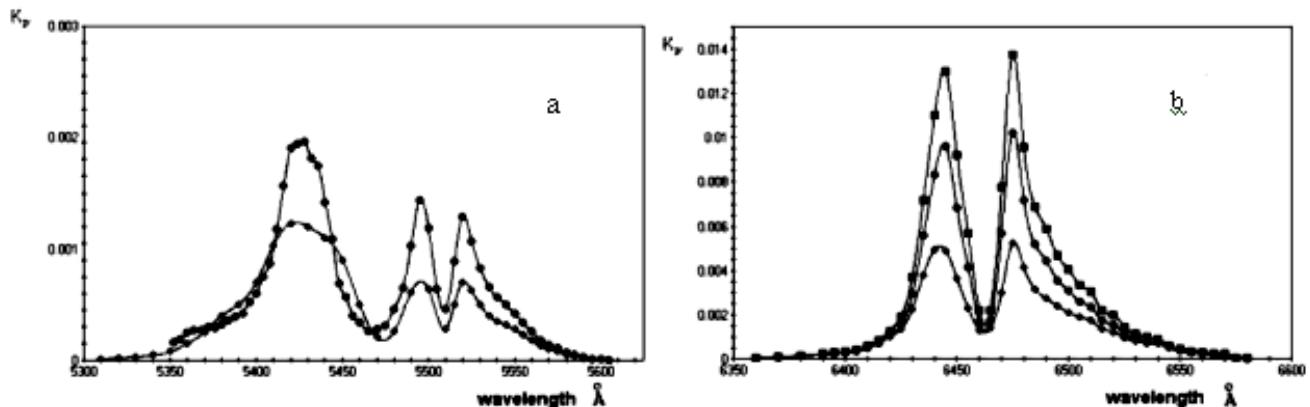


Fig.5. Dependence of a profile of monochromatic absorption coefficient on wavelength:

- a) $\text{NH}_3 \lambda 5520\text{\AA}$; circles correspond to the conditions of Jupiter's atmosphere, – squares to laboratory measurements date at room temperature.
- b) $\text{NH}_3 \lambda 6475\text{\AA}$; squares correspond to the conditions of Jupiter's atmosphere; circles correspond to the conditions of Saturn's atmosphere, rhombuses – to the laboratory measurement data at a room temperature.

From the dependences of $\ln(NI/\tau_s)$ from $\ln(NI)$ for bands $\lambda 5520\text{\AA}$ and $\lambda 6475\text{\AA}$ are seen that, within errors of measurements for the mentioned bands of ammonia, curves of these dependences are place almost on one straight line.

Table 2.

Integral absorption coefficients S_0 of ammonia in absorption bands $6v_1$ ($\lambda 5520\text{\AA}$) and $5v_1$ ($\lambda 6475\text{\AA}$)

$\lambda (\text{\AA})$	Lab/measurements $\text{cm}^{-1} (\text{m}\cdot\text{amagat})^{-1}$	Present work	
		Jupiter	Saturn
5520	0.096 ± 0.005 [16]	0.158 ± 0.03	-
6475	0.63 ± 0.03 [16]	1.386 ± 0.13	1.080 ± 0.06
6475	0.66 ± 0.006 [27]		

As it has already been mentioned, measurements of monochromatic absorption coefficients for ammonia were carried out at a room temperature. Therefore determination of those coefficients in the conditions of Jupiter and Saturn represents a great interest. According to laboratory measurements [16] the band $6v_1$ ($\lambda 5520\text{\AA}$) is weaker than the band $5v_1$ ($\lambda 6475\text{\AA}$) approximately in 6,5 times. The calculated integral absorption coefficients for bands $\text{NH}_3 \lambda 6475\text{\AA}$ and $\lambda 5520\text{\AA}$ in the spectrum of Jupiter differ in 8 times.

Values of the calculated integral absorption coefficient for Jupiter in 1,65 and 2,1 times differ from laboratory values for bands $\lambda 5520\text{\AA}$ and $\lambda 6475\text{\AA}$, correspondingly. Values of the calculated integral absorption coefficient for the band

$\text{NH}_3 \lambda 6475\text{\AA}$ in the conditions of Saturn differ from laboratory values at 1.65 times. In comparison with Jupiter temperature goes down in Saturn, owing to pressure of saturated steams sharply decreases. It can be connected with the fact that a part of ammoniac gas on Saturn has been condensed, forming a crystal cover of the planet and by that shields an internal cloud layer of the planet responsible for effective gas absorption.

It was mentioned that there is a certain discrepancy in determinations of k_v in laboratory conditions, and also the used observed data is not deprived absolute and relative errors. Our calculations show that curves of dependences $\ln(NI/\tau_s)$ from $\ln(NI)$ for two different absorption bands of ammonia $\lambda 5520\text{\AA}$ and $\lambda 6475\text{\AA}$ are not displaced, but lie on the one straight line. If these graphic dependences do not coincide on one straight line then it should point on non-accuracy in measurement of the monochromatic absorption coefficients.

Taking into account a total absence of values of monochromatic absorption coefficients for ammonia at different temperatures, even in laboratory conditions having of their values for a thermal mode of Jupiter and Saturn, without data on equilibrium temperature and pressure, can be considered as an important step in the description of real structure of atmospheres of these planets. To receive more exact values of monochromatic absorption coefficient for ammonia, it is necessary to carry out special spectrophotometric measurements with the spectral resolution not worse 2 \AA . This will improve calculation results and will lower relative errors. Certainly, the offered method of determination of monochromatic absorption coefficients can be applied for blending band of methane $\text{NH}_3 \lambda 7870\text{\AA}$ and that is a theme of a separate studying.

-
- [1] V.V. Avramchuk, A.I. Karmelyuk. Astrometriya i astrofizika, 51, 1984, s.51-56. (In Russian).
 - [2] T. Encrenaz, T. Owen, J.H. Woodman. The abundance of ammonia on Jupiter, Saturn and Titan .- Astron. and Astrophys., 1974 , 37,p.49-55
 - [3] I.P. Giver. High – dispersion spectrograms of Jupiter and Saturn. Publs.Astron.Soc. Pasif., 1965 77, p.128-129
 - [4] N.B. Ibragimov. Astronomicheskiy jurnal, t 51, № 1. 1974 , s.178-185. (In Russian).
 - [5] N.B. Ibragimov. Astron. Jurnal, 1975, t. 52 № 4, s.805-808. (In Russian).
 - [6] V.G. Teyfell, A.M. Karimov. Izvestiya NAN RK, ser. fiziko-matematicheskaya, 2009, № 4, s. 1-5. (In Russian).
 - [7] V.G. Tejfel, V.D. Vdovichenko and et al. Spatially resolved variations in the methane and ammonia absorption in the atmosphere of Jupiter. Astronomical and Astrophysical Transactions, v. 24. N 4. August 2005, 359-367

- [8] V.G. Teyfell, A.M. Karimov, G.A. Kiriyenko, G.A. Kharitonova. Izvestiya NAN RK, Ser. fiziko-matematicheskaya, 2009, № 4, 1-8. (in Russian).
- [9] V.D. Vdovichenko, G.A. Kiriyenko. Izvestiya NAN RK, Ser. fiziko-matematicheskaya, 2006, № 4, стр.1-6.(in Russian).
- [10] A.V. Morozenko. Kinematika i fizika nebesnikh tel. 1993, 9, № 6, s. 3-26. (in Russian).
- [11] A.V. Morozenko. Kinematika i fizika nebesnikh tel. 2001, 17, № 3, s. 261-278.(in Russian).
- [12] A.V. Morozenko. Pisma v Astron. jurn. 1984, 10, № 10, s. 775-779. (in Russian).
- [13] W.H. Smith, Ch.P. Conner, K.H. Baines. Absorption coefficient for the 6190 Å a band between 290 and 100 K with application to Uranus atmosphere. Icarus 1990, 85, N 1, p. 58-64.
- [14] A.V. Morozenko. Kinematika i fizika nebesnikh tel. 2002, 18, № 4, s.376-384.
- [15] G.F. Lindal. The atmosphere of Neptune : An analyses of radio occultation data acquired with Voyager 2 // Astron. J.- 1992- 103 ,n 3. p. 967-982.
- [16] V.L. Lutz, T. Owen. Astrophys.J. 1980, 235, N 1, p. 285-293.
- [17] A.A. Atai. Astronomicheskiy jurnal Azerbaijana (v pechati). (in Russian).
- [18] A.V. Morozenko. Kinematika i fizika nebesnikh tel. 2003, 19, № 6, s. 483-500.(in Russian).
- [19] V.V. Avramchuk, L.A. Butaenko, A.V. Morozenko, E.G. Yanovickiy. Astrometriya i astrofizika. 1977, Vip.,31, s.54 – 68. (in Russian).
- [20] A.V. Morozenko. Kinematika i fizika nebesnikh tel. 1999, 15, № 2, s.110- 122. (in Russian).
- [21] E.G. Yanovickiy. Kinematika i fizika nebesnikh tel. 1997, 13, № 6, s.18-25.)in Russian).
- [22] F. Moreno and A. Molina. Astron. and Astrophys. 1991, 241, N, p. 243-250.
- [23] J.L. Ortlz, F. Moreno and A. Molina. Astron. and Astrophys. 1992, 260 . p. 465 -472
- [24] F. Moreno and A. Molina. Astron. and Astrophys. 1990. v. 230, p. 479-488.
- [25] L.P. Giver. J.Quant.Spectros.Radiat.Transfer. 1978, 19, N 2, p.311-322.
- [26] G.M. Dlugach, E.G. Yanovitskiy. Icarus, 1974, 22, N 1, p.66-81.
- [27] L.P. Giver, J.H. Miller and R.W. Boese. Icarus, 1975 - v.25 , N 1. P.34-48 .
- [28] J.H. Voodman, W.D. Cochran and D.B. Slavsky. Icarus, 1979, v. 37, N 1. p. 73-83.
- [29] A.P. Vidmachenko. Absolutnaya elektrofotometriya detaley diska Saturna, v.kn. Fizika planetnikh Atmosfer. Sb nauch. trudov. Kiyev: Nauk. Dumka, 1981 , s. 113-132. (in Russian).

А.А. Атаи, Е.Р. Юзбашов

ПЕРЕОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ АММИАКА В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА В УСЛОВИЯХ АТМОСФЕР ЮПИТЕРА И САТУРНА

Усовершенствованием метода А.В.Мороженко, монохроматические коэффициенты поглощения аммиака были переопределены в условиях Юпитера на основе измерений соответствующего параметра по спектрам, полученным в лабораторных условиях.

А.А. Atai, E.R. Yüzbaşov

YUPİTER VƏ SATURN ATMOSFERLƏRİ ŞƏRAİTİNDƏ GÖRÜNƏN OBLASTDA AMONYAK QAZININ MONOXROMATİK UDULMA ƏMSALI QİYMƏTLƏRİNİN YENİDƏN TƏYİNİ

A.V. Morozenko tərəfindən verilmiş üsula düzəliş edilərək, Yupiterin spektrində müşahidə olunan amonyak qazının uyğun udma zolaqlarının laboratoriyyada təyin edilmiş monoxromatik udulma əmsallarının qiymətlərinə əsasən, onların planet atmosferi şəraitində qiymətləri yenidən hesablanmışdır.

Received: 20.10.09

PHASE RELATIONS AND PHASE MAGNETODIELECTRICAL PROPERTIES IN TlInS₂-Tl(Cr, Mn, Co)S₂ SYSTEMS

R.G. VELIYEV

*H.M. Abdullayev Institute of Physics of the NAS of Azerbaijan,
Az-1143, Baku, H. Javid ave., 33*

The temperature dependence of the dielectric constant of TlInS₂ has revealed that this compound is ferroelectric one. The temperature dependence of the magnetic susceptibility of TlCrS₂, TlMnS₂, TlCoS₂ has ferro-, antiferro- and ferromagnetic structures correspondingly. The areas of homogeneous and heterogeneous coexistence of electric and magnetic orderings in TlInS₂-Tl(Cr, Mn, Co)S₂ systems have defined.

INTRODUCTION

The search of strong anisotropic ferro-magneto-active crystals (layered, chain) is the actual problem of solid state physics as besides the traditionally controlled factors such as temperature, electric and magnetic fields, their physical properties will depend on main crystallographic directions. The above mentioned circumstances suppose the variation by physic-chemical parameters of such crystals in wide range. Besides, the coexistence of electric and magnetic ordering in the one crystalline sample presents the scientific interest, i.e. history shows that whole existing complement of electric ordering mechanisms (for example: ferroelectrics, anti-ferroelectrics, non-intrinsic ferroelectrics, intrinsic and non-intrinsic ferroelectrics with intermediate phases) has been forecasted and so it is used in concrete crystals on the base of phenomenon analogy of magnetic ordering mechanisms in magnetic. The study of coexistence of electric and magnetic orderings in both crystals homogeneous and heterogeneous (composites) samples has the big actuality in the connection with development of technical properties of nano-technology [1].

EXPERIMENTAL PART

In connection with above mentioned we have synthesized the semi-crystalline ingots TlInS₂, TlCrS₂, TlMnS₂ and TlCoS₂ in electric furnace in quartz ampoules produced from melted quartz evacuated up to residual pressure $\sim 10^{-3}$ Pa. Previously the chromium (Cr) is led to powder state with the help of ball mill. TlCrS₂, TlMnS₂ and TlInS₂, TlCoS₂ are synthesized by the melting of chemical elements suspended in stoichiometric state at temperatures ~ 1500 K and ~ 1100 K correspondingly. Moreover, the ampoules with TlCrS₂, TlMnS₂ are endured in the furnace during one hour and ampoules with TlInS₂, TlCoS₂ are endured during 3 hours. Further, the melts are led to fine-dispersed state and the synthesis repeats with further furnace cooling with velocity 100K/h up to temperature ~ 600 K, at which the semi-crystalline ingots are annealed during 480 hours.

The X-ray analysis of the following samples: TlInS₂, TlMnS₂, TlCrS₂ and TlCoS₂ specially prepared after annealing is carried out at room temperature. (~ 300 K) on diffractometer ДРОН-3М (CuK α is radiation, $\lambda=0.15418$ nm, Ni is filter, mode: 35kV, 10mA). The angular resolution is $\sim 0.01^\circ$. The regime of continuous scanning is used. The angles of diffraction reflections are defined by intension maximum and the error of definition of angles of reflection doesn't exceed $\Delta\theta=\pm 0.02^\circ$.

The diffraction reflections on samples TlInS₂, TlCrS₂, TlMnS₂ and TlCoS₂ which correspondingly are indicated on

the base of monoclinic, hexagonal, tetragonal and trigonal syngonies with parameters of crystal lattice: $a=1.095$ nm, $b=1.085$ nm, $c=1.514$ nm, $\beta=100^\circ$, $a=0.3538$ nm, $c=2.1962$ nm, $a=0.774$ nm, $c=3.062$ nm and $a=0.3726$ nm, $c=2.251$ nm are fixed in angle interval $10^\circ \leq 2\theta \leq 70^\circ$.

The samples in the form of plates of polar section cutoff from single crystalline ingots of this compound are used for investigation of temperature dependence of dielectric constant $-\varepsilon(T)$ of layered crystal TlInS₂. The single crystalline TlInS_{2b} has grown up by Bridgman-Stockbarger method; moreover, the motion velocity of crystallization front is 2mm/h. The dielectric constant is measured with help of alternative current bridge on frequency 1 kHz. The silver paste is used as a electrodes.

The temperature dependence of reversal paramagnetic susceptibility $\chi'(T)$ of TlCrS₂, TlMnS₂ and TlCoS₂ is investigated by Faraday method on magneto-electric weigher. The samples for measurements have the cylindrical form with dimensions $h \approx 3$ mm, $d \approx 2.5$ mm.

The investigations are carried out in temperature interval 77-300K in quasi-static regime; moreover rate of temperature change is 0.2 K/min. During measurements the samples are inside nitrogen cryostat and the differential cuprum-constant thermocouple the joint of which is stationary fixed on chip header near the sample is used as a temperature gauge. The support joint of thermocouple stabilizes at temperature of melting ice.

RESULTS AND DISCUSSIONS

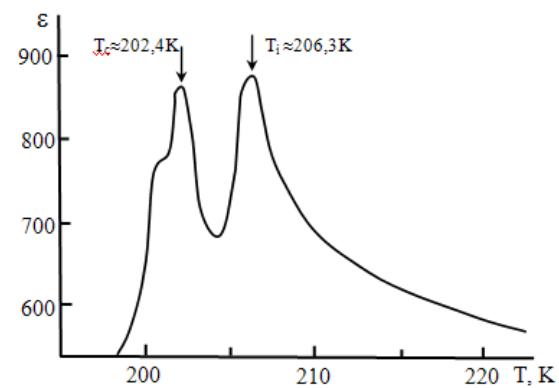


Fig. 1. Temperature dependence of dielectric constant TlInS₂.

The temperature dependence of dielectric constant TlInS₂ measured at atmospheric pressure is given on fig.1. As it is seen from the figure the curve $\varepsilon(T)$ is characterized by the set

of anomalies in the form of maximums at $\sim 206.3\text{ K}$ and $\sim 202.4\text{ K}$ and also by the presence of some “bending” near 201K . As it is known the complex consistency of structural phases transitions (PhT), including PhT into incommensurable ferroelectric phase and commensurable one, [2-5] takes place in layered crystal TIInS_2 with temperature decrease at atmospheric pressure.

The initial paraelectric phase TIInS_2 is characterized by space symmetry group (SSG) C_{2h}^6 [6]. PhT in incommensurable phase is connected with condensation (at $T \approx 216\text{ K}$) of soft wave in the point of Brillouin zone with wave vector $K_f = (\delta, \delta, 0.25)$, where δ is incommensurability parameter [7]. At $T_c \approx 201\text{ K}$ δ value transforms into zero and TIInS_2 crystal transfers into nonintrinsic ferroelectric C -phase with wave vector $K_c = (0, 0, 0.25)$ [7-11] (the vector of spontaneous polarization is situated in plane of field).

Comparing our results with data presented in [2-5, 11] we can conclude that curve $\varepsilon(T)$ of investigated crystal differs from analogous curves presented in reference both by the number of anomalies and their temperature positions. Note that the color of investigated sample TIInS_2 differs by orange shadow whereas TIInS_2 crystals chosen from different sets and investigated in [2-5] have the different shadows of yellow color on color gamma. Basing on data [9,10] in which the strong sensitivity of physical properties (including PhT temperatures) of layered crystal TIInS_2 to impurity number in the sample and to defect degree of its crystal structure is set, so we can suppose that the anomaly observable by us on curve $\varepsilon(T)$ at 206.3K is connected with PhT in incommensurable phase and at ~ 202.4 is connected with PhT in commensurable ferroelectric phase. Moreover, the “inflection” near 201K presents itself the temperature interval of residual coexistence of indecomposable solitons of incommensurable phase and domains of low-temperature C -phase [2].

The temperature dependence of reversal paramagnetic susceptibility $\chi'(T)$ of these compounds presented on fig.2 has been investigated for revealing of magnetic structure of TiCrS_2 , TIMnS_2 and TiCoS_2 compounds in magnetic field with intensity 80A/m . From the figure it is seen that dependence $\chi'(T)$ is character for ferro-, anti-ferro and ferromagnetic orderings correspondingly for TiCrS_2 , TIMnS_2 and TiCoS_2 .

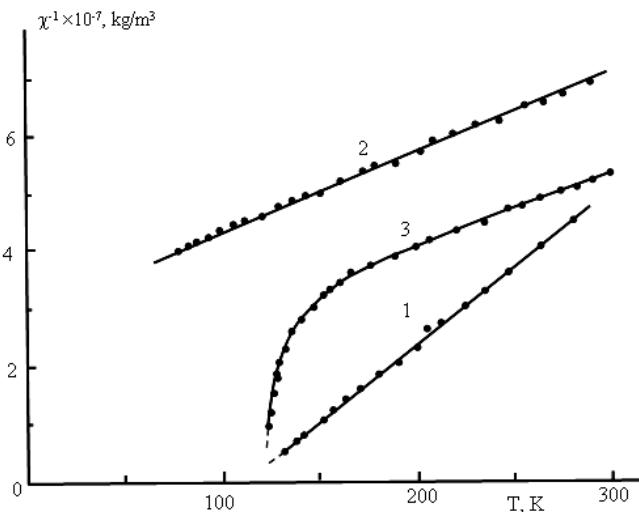


Fig.2. Temperature dependence of reversal paramagnetic susceptibility TiCrS_2 (1), TIMnS_2 (2), TiCoS_2 (3).

Curie paramagnetic temperature (T_p) is defined by extrapolation of $\chi'(T)$ dependence on temperature axis and is equal to $\sim 115\text{K}$ (TiCrS_2) and $\sim 120\text{K}$ (TiCoS_2). The effective magnetic moment which is equal $3.26\mu_B$, is calculated from $\chi'(T)$ (fig.2) dependence. The theoretical value calculated with taking into consideration of spin value of magnetic moment of chromium ion (Cr^{3+}) is equal $3.85\mu_B$.

The enough big deviation $\mu_{eff}\text{TiCrS}_2$ from theoretical value ($3.85\mu_B$) shows on the presence of quasi-two-dimensional magnetic ordering in paramagnetic area of strongly layered ferromagnetic TiCrS_2 .

The low-dimensionality of magnetic structure TiCrS_2 is mentioned in work [12] on investigation of low-temperature heat capacity (in adiabatic calorimeter) of TiCrS_2 .

The experimental values of effective magnetic moment $\text{TiMnS}_2(4.5\mu_B)$ and $\text{TiCoS}_2(4.6\mu_B)$ have been calculated from $\chi'(T)$ dependence (fig.2). The comparison of these values with theoretical ones ($4.9\mu_B$ for TiMnS_2 and TiCoS_2) calculated with taking into consideration of spin values of magnetic moment of (Mn^{3+}) manganese and cobalt (Co^{3+}) ions shows the some difference.

For solution of physical problem given in the article beginning, it is necessary to define the areas of homogeneous and heterogeneous coexistence of TIInS_2 of ferroelectric with TiCrS_2 ferromagnetic, TIMnS_2 antiferromagnetic, TiCoS_2 ferrimagnetic. The following systems $\text{TIInS}_2\text{-TiCrS}_2$, $\text{TIInS}_2\text{-TIMnS}_2$ и $\text{TIInS}_2\text{-TiCoS}_2$ have been investigated by method of differential-thermal analysis.

The state diagram of $\text{TIInS}_2\text{-TiCrS}_2$ system constructed on results of DTA is presented on fig.3.

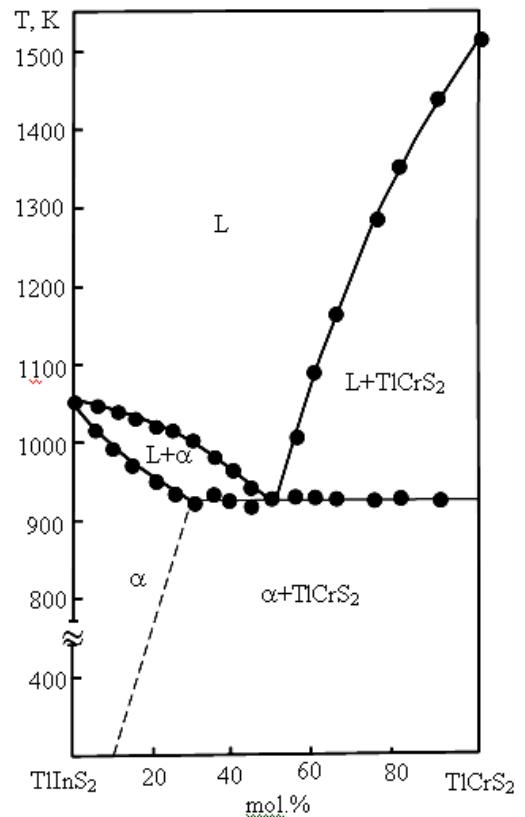


Fig.3. State diagram of $\text{TIInS}_2\text{-TiCrS}_2$ system.

This system is quasi-binary one of eutectic type with solid solutions on TIInS_2 base (homogeneous area of coexistence of

ferroelectric and ferromagnetic orderings) achieving up to 10mol% TlCrS₂ at room temperature. The eutectic forms at component relation 1:1. The eutectic melts at 925K and has the composition (TlInS₂)_{0.5} (TlCrS₂)_{0.5}, i.e. the electric and ferromagnetic orderings coexist heterogeneously (compositionally).

The state diagram of TlInS₂-TlMnS₂ system constructed on DTA results is presented on fig.4. This system is quasi-binary one of eutectic type with solid solutions on TlMnS₂ base achieving up to 8mol.% TlInS₂ (homogeneous area of coexistence of ferroelectric and ferromagnetic orderings). The eutectic forms at component relation 1:1. The eutectic melts at 820K and has the composition (TlInS₂)_{0.5} (TlCrS₂)_{0.5}, i.e. the electric and ferromagnetic orderings coexist heterogeneously (compositionally).

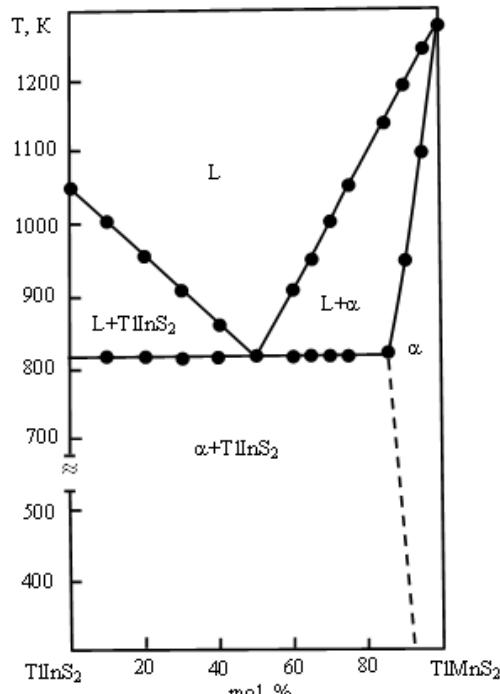


Fig.4. State diagram of TlInS₂-TlMnS₂ system.

The state diagram of TlInS₂- TlCoS₂ system constructed on DTA results is presented on fig.5. This system is quasi-binary one of eutectic type. The solid solutions achieving up to 15mol.% form on TlInS₂ base and solid solutions achieving up to 10mol.% TlInS₂ form on TlCoS₂ base (homogeneous area of coexistence of ferroelectric and ferromagnetic orderings).

The eutectic forms at component relation 1:1. The eutectic melts at 525K and has the composition (TlInS₂)_{0.5} (TlCrS₂)_{0.5}, i.e. the electric and ferromagnetic orderings coexist heterogeneously (compositionally).

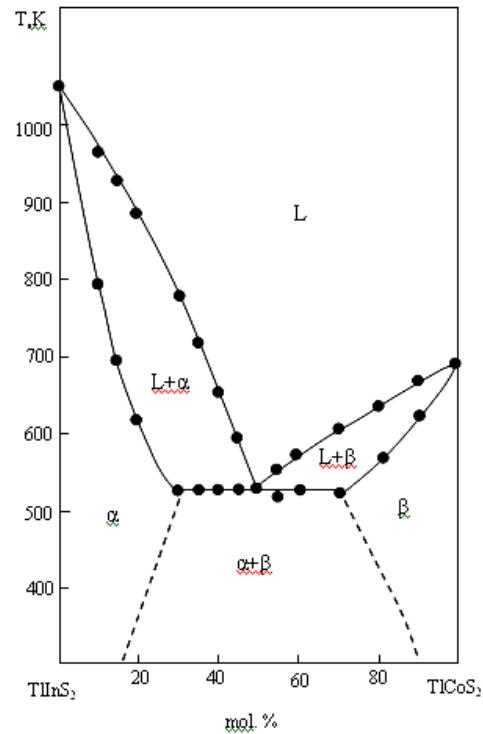


Fig.5. State diagram of TlInS₂-TlCoS₂ system.

CONCLUSION

The dielectric investigations of single crystalline sample TlInS₂ show that this compound is ferroelectric one. The investigation of magnetic susceptibility of semi-crystalline samples TlCrS₂, TlMnS₂ and TlCoS₂ reveals that these compounds have ferro-, antiferro- and ferri-magnetic properties structures correspondingly. The areas of homogeneous and heterogeneous coexistence of electric and magnetic orderings in TlInS₂-Tl (Cr, Mn, Co) S₂ systems are defined by DTA method.

I wish to express my sincere thanks to collaborators of Optoelectronics laboratory for help in investigation of temperature dependence of dielectric constant of TlInS₂ compound and discussion of obtained results.

- [1] N. Mamedov, K. Wakita, S. Akita, Y. Nakayama. Jpn.J.Appl.Phys., 2005, 44, 113, 709.
- [2] F.M. Salayev, K.R. Allakhverdiyev, F.A. Mikailov. J. Ferroelectrics., 1982, 131, 1-4, 163.
- [3] R. A. Suleymanov, M.Yu. Seidov, F.M. Salayev, F.A. Mikailov. FTT, 1993, 35, 2, 348. (in Russian).
- [4] K.R. Allakhverdiyev, N.D. Akhmed-zade, T.G. Mamedov, T.S. Mamedov, Mir-Gasan Yu. Seidov. FNT, 2000, 26, 1, 76. (in Russian).
- [5] F. Mikailov, E. Basaran, T. Mammadov, M. Seyidov, E. Senturk. J.Phizika B, 2003, 334, 1-2, 13.(in Russian).
- [6] T. Isaaks. Zeitshrift für Crystallografic, 1971, 141, 1, 104.
- [7] S.V. Vakhrushev, V.V. Jdanov, V.E. Kvatkovskiy, N.M. Okuneva, K.R. Allakhverdiyev, R.A. Aliyev, R.M. Sardarli. Pisma v JETF, 1984, 39, 6, 245. (in Russian).
- [8] K.R. Allakhverdiyev, A.I. Baranov, T.G. Mamedov, V.A. Sandler, Ya.N. Sharifov. FTT, 1988, 30, 6, 1751. (in Russian).
- [9] S. Ozdemir, R.A. Suleymanov, E. Civan. Solid. Stat. Comm., 1995, 96, 10, 757.
- [10] S. Ozdemir, R.A. Suleymanov, E. Civan, T. Firat. Solid. Stat. Comm., 1996, 98, 5, 385.
- [11] R.A. Aliyev, K.R. Allakhverdiyev, A.I. Baranov, N.R. Ivanov, R.M. Sardarli. FTT, 1984, 26, 5, 1271.
- [12] M.A. Aljanov, A.A. Abdurragimov, S.G. Sultanova, M.D. Najafzade. FTT, 2007, 49, 2, 309. (in Russian).

**TlInS₂ – Tl(Cr, Mn, Co)S₂ SİSTEMLƏRİNDE FAZA NİSBƏTLƏRİ VƏ FAZALARININ
MAQNETODİELEKTRİK XASSƏLƏRİ**

TlInS₂ –nin dielektrik nüfuzluluğunun temperatur asılılığı gösterdi ki, həmin birləşmə seqnetoelektrik xassəyə malik olur. TlCrS₂, TlMnS₂ və TlCoS₂ birləşmələrinin maqnitlənmə qabiliyyətinin temperatur asılılığı gösterdi ki, bu birləşmələr uyğun olaraq ferro-, antiferro- və ferrimagnit struktura malik olurlar. Maqnit və elektrik nizamlanma varlığının TlInS₂-Tl(Cr, Mn, Co)S₂ sistemlərində homogen və heterogen sahələri təyin olunmuşdur.

Р.Г. Велиев

**ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ И МАГНЕТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФАЗ
В СИСТЕМАХ TlInS₂-Tl(Cr, Mn, Co)S₂**

Temperaturnaya зависимость диэлектрической проницаемости TlInS₂ выявила, что это соединение является сегнетоэлектриком. Температурная зависимость магнитной восприимчивости показала, что соединения TlCrS₂, TlMnS₂ и TlCoS₂ обладают соответственно ферро-, антиферро-, и ферримагнитной структурами. В системах TlInS₂-Tl(Cr, Mn, Co)S₂ определены области гомогенного и гетерогенного существования электрического и магнитного упорядочений

Received: 16.06.09

THE SPEED OF SOUND OF BINARY MIXTURES OF N-ALKANES

V.H. HASANOV, J.Y. NAZIYEV, Y.M. NAZIYEV

*Department of Heat and Refrigeration Techniques, Azerbaijan Technical University,
AZ-1073 Baku, Azerbaijan, H. Javid av., 25*

Speeds of sound in liquid n-heptane, n-octane and its binary solutions were measured at temperatures $T=(293.15 \text{ to } 523.15) \text{ K}$ and pressures up to 60 MPa. The pulse-echo method with a frequency of 8 MHz, with an uncertainty of $\pm 0.08\%$ was used. Measured values were fitted to a polynomial equation as functions of temperature and pressure, and the reliability of the present results is compared with the published data.

INTRODUCTION

If low frequency and low power acoustic wave excited in the sample is propagated isentropically, then the speed of sound, W , has a close relation to the derivative.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = W^2, \quad (1)$$

where ρ is density, p is pressure, and s is entropy. The equation is extremely important in obtaining isentropic compressibility, $k_s=1/(\rho W^2)$ directly. Compared to other thermodynamic properties, such as the thermal expansion coefficient and specific heat capacity, the speed of sound in a fluid can be measured accurately in wide ranges of temperature and pressure. Consequently, the speed of sound of n-heptane and n-octane has been reported at atmospheric and high pressure [1-13]. The literature also contains measurements of the viscosity, speed of sound, heat capacity and density for mixtures of alcohols with hydrocarbon [1-4, 7, 8]. However, measurements of the liquid phase speed of sound of (n-heptane + n-octane) mixtures are not in the literature.

During previous years an experimental techniques for the measurements of speed of sound were developed in the wide ranges of temperature and pressure. However, the mechanical determination of the acoustic path length, $l_{p,t}$ required to

obtain the speed of sound, W ($W = 2Fl_{p,t} - \Delta W_{dif.}$), where $l_{p,t} = l_{20}(1 + \alpha(t - 20))[1 - (1 - 2\mu)(p/E)]$ is the path length, taking into account the factor of linear expansion α and E the modulus of elasticity and the factor Poisson coefficient for a tube, μ . F is the frequency of the impulses sent into the fluid sample, $\Delta W_{dif.}$ is the correction for diffraction [14].

In this work, the speed of sound in liquid mixture (n-heptane + n-octane) at temperatures $T=(293.15 \text{ to } 523.15) \text{ K}$ and pressures up to 60 MPa are reported. A large number of experimental studies on the sound speed for these compounds have been reported in the literature, but there are not correlated and evaluated the latest experimental results, especially those in the compressed liquid. A confirmation of the reliability for new experimental values with the selected reference data will contribute to improve of experimental results in this field.

EXPERIMENTAL

The speed of sound was determined with a pulse-echo method, that has been described in detail elsewhere [14-17] and shown schematically in fig. 1, with an uncertainty of $\pm 0.08\%$. Only the important features are described here.

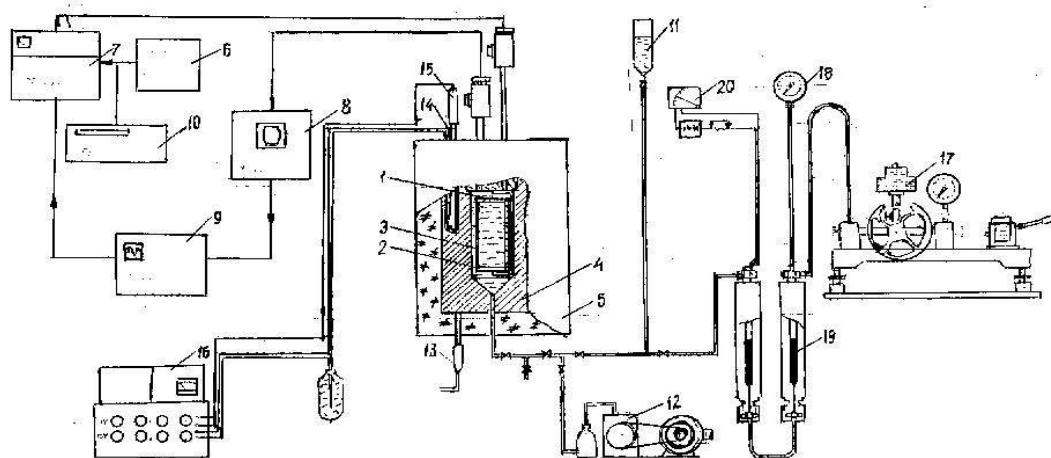


Fig.1. The experimental setup for measuring of the speed of sound in liquids: 1, acoustic sensor; 2 - autoclave (Br.M5); 3,4,5,16,17,18 - systems for creating, maintaining and measuring the temperature and pressure; 9, oscilloscope S1-70; 10, frequency meter F5041; 11, system theme for the installation of a liquid filling; 12, vacuum pump; 19, mercury manometer; 18, manometer; 20, deaerator; 7, pulse generator G5-27A; 6, generator G3-118; 8, wide amplifier DUK-66.

Main part of installation is acoustic sensor, which implements the technique of measurement echo impulse. The acoustic sensor uses a pulse echo technique, because it is -

the preferred method to measure the speed of sound in liquids. The basic principle of measuring the flight time of short beep for precisely known distance in the model fluid. If the

audio signal reproduced as plane wave, the speed of sound, simply defined as the distance divided by the time the signal must travel the distance.

Temperature was measured with a platinum resistance thermometer with an accuracy of ± 0.01 K. Pressures were generated and measured with a dead weight gauge at high pressures and a differential manometer on the ambient pressure. In accordance to the recommendations, [18] the experimental uncertainties are: ± 3 mK for temperature, $0.1 \pm 5 \cdot 10^{-2}$ MPa for high pressure and $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ MPa for atmospheric pressure, and $\pm 3 \cdot 10^{-4}$ kg·m $^{-3}$ for density. The reliability of the data obtained was verified by measurements of the speed of sound

apparatus and the results found to deviate by less than the anticipated uncertainties [19].

The n-heptane and n-octane were supplied by the Novocherkassk plant of Synthetic Products, Russia, with the following mole fraction purities: n-heptane >0.9998, and n-octane >0.9997. The chemicals were degassed in an ultrasonic cleaner and used without further purification. The speed of sound and densities in the pure components are compared with literature data in Table 1. The mixtures were prepared by mass. The balance accuracy was $\pm 6 \cdot 10^{-4}$ g. From the balance accuracy, the uncertainty in the mole fraction of the solutions was estimated to be $\pm 3 \cdot 10^{-6}$ (in the most unfavorable case).

Table 1.

Comparison of the speeds of sound and densities obtained in this work for pure components at $T=298.15$ K under atmospheric pressure with those reported in the literature

Component		exp.	lit.
n-heptane	$W/m \cdot s^{-1}$	1130	1130.1, ¹ 1130.18, ² 1129.85, ³ 1129.92, ⁴ 1136.30, ⁵
	$\rho/kg \cdot m^{-3}$	679.6	679.5, ⁶ 679.57, ⁷ 679.60, ² 679.70, ¹ 679.81, ⁸ , 679.68 ⁴
n-octane	$W/m \cdot s^{-1}$	1173	1173, ⁹ 1172.7 ¹⁰ 1172.6 ¹¹
	$\rho/kg \cdot m^{-3}$	698.6	698.6, ¹² 698.6, ¹³ 698.58 ¹⁰

RESULTS AND DISCUSSION

The results speed of sound of n-heptane and n-octane and its binary solutions are listed in Table 2 and fitted by the following equation [20].

$$W = A + B \cdot T + C \cdot T^2, \quad (1)$$

and A , B , C are the coefficients of (1) as follow

$$A = \sum_{i=0}^5 a_i p^i; \quad B = \sum_{i=0}^5 b_i p^i; \quad C = \sum_{i=0}^5 c_i p^i; \quad (2)$$

Table 2.

Speed of sound in n-heptane (1) + n-octane (2) mixtures measured at pressures up to 60 MPa within the temperature range 298.15 K to 523.15 K (x_1 =the mole fraction of n-heptane)

x_1	p/MPa	T/K	$W/m \cdot s^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/m \cdot s^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/m \cdot s^{-1}$
0.00	0.1	298.15	1173	0.00	19.7	298.15	1297	0.00	39.3	398.15	1117
0.00	0.1	323.15	1068	0.00	19.7	323.15	1210	0.00	39.3	423.15	1056
0.00	0.1	348.15	970	0.00	19.7	348.15	1127	0.00	39.3	448.15	998
0.00	0.1	373.15	873	0.00	19.7	373.15	1048	0.00	39.3	473.15	941
0.00	5.0	298.15	1205	0.00	19.7	398.15	975	0.00	39.3	498.15	882
0.00	5.0	323.15	1105	0.00	19.7	423.15	905	0.00	39.3	523.15	823
0.00	5.0	348.15	1008	0.00	19.7	448.15	837	0.00	49.1	298.15	1448
0.00	5.0	373.15	915	0.00	19.7	473.15	769	0.00	49.1	323.15	1343
0.00	5.0	398.15	830	0.00	19.7	498.15	701	0.00	49.1	348.15	1301
0.00	5.0	423.15	747	0.00	19.7	523.15	633	0.00	49.1	373.15	1233
0.00	5.0	448.15	664	0.00	29.5	298.15	1350	0.00	49.1	398.15	1173
0.00	5.0	473.15	581	0.00	29.5	323.15	1266	0.00	49.1	423.15	1114
0.00	5.0	498.15	498	0.00	29.5	348.15	1187	0.00	49.1	448.15	1056
0.00	5.0	523.15	415	0.00	29.5	373.15	1114	0.00	49.1	473.15	1004
0.00	9.9	298.15	1235	0.00	29.5	398.15	1046	0.00	49.1	498.15	950
0.00	9.9	323.15	1139	0.00	29.5	423.15	980	0.00	49.1	523.15	896
0.00	9.9	348.15	1046	0.00	29.5	448.15	914	0.00	58.9	298.15	1494
0.00	9.9	373.15	960	0.00	29.5	473.15	854	0.00	58.9	323.15	1420
0.00	9.9	398.15	885	0.00	29.5	498.15	795	0.00	58.9	348.15	1354
0.00	9.9	423.15	809	0.00	29.5	523.15	734	0.00	58.9	373.15	1288
0.00	9.9	448.15	734	0.00	39.3	298.15	1404	0.00	58.9	398.15	1228
0.00	9.9	473.15	660	0.00	39.3	323.15	1324	0.00	58.9	423.15	1175
0.00	9.9	498.15	582	0.00	39.3	348.15	1250	0.00	58.9	448.15	1123
0.00	9.9	523.15	502	0.00	39.3	373.15	1181	0.00	58.9	473.15	1073

THE SPEED OF SOUND OF BINARY MIXTURES OF N-ALKANES

Table 2. Continued

x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
0.00	58.9	498.15	1024	0.25	9.9	523.15	489	0.25	39.3	373.15	1170
0.00	58.9	523.15	976	0.25	19.7	298.15	1286	0.25	39.3	398.15	1106
0.25	0.1	298.15	1162	0.25	19.7	323.15	1199	0.25	39.3	423.15	1045
0.25	0.1	323.15	1056	0.25	19.7	348.15	1116	0.25	39.3	448.15	987
0.25	0.1	348.15	958	0.25	19.7	373.15	1037	0.25	39.3	473.15	930
0.25	5.0	298.15	1194	0.25	19.7	398.15	964	0.25	39.3	498.15	871
0.25	5.0	323.15	1093	0.25	19.7	423.15	894	0.25	39.3	523.15	812
0.25	5.0	348.15	997	0.25	19.7	448.15	826	0.25	49.1	298.15	1437
0.25	5.0	373.15	904	0.25	19.7	473.15	758	0.25	49.1	323.15	1362
0.25	5.0	398.15	819	0.25	19.7	498.15	690	0.25	49.1	348.15	1290
0.25	5.0	423.15	736	0.25	19.7	523.15	622	0.25	49.1	373.15	1222
0.25	5.0	448.15	653	0.25	29.5	298.15	1339	0.25	49.1	398.15	1162
0.25	5.0	473.15	570	0.25	29.5	323.15	1255	0.25	49.1	423.15	1103
0.25	5.0	498.15	487	0.25	29.5	348.15	1176	0.25	49.1	448.15	1045
0.25	5.0	523.15	404	0.25	29.5	373.15	1103	0.25	49.1	473.15	993
0.25	9.9	298.15	1224	0.25	29.5	398.15	1035	0.25	49.1	498.15	939
0.25	9.9	323.15	1128	0.25	29.5	423.15	969	0.25	49.1	523.15	885
0.25	9.9	348.15	1035	0.25	29.5	448.15	903	0.25	58.9	298.15	1483
0.25	9.9	373.15	949	0.25	29.5	473.15	843	0.25	58.9	323.15	1404
0.25	9.9	398.15	874	0.25	29.5	498.15	784	0.25	58.9	348.15	1343
0.25	9.9	423.15	798	0.25	29.5	523.15	723	0.25	58.9	373.15	1277
0.25	9.9	448.15	723	0.25	39.3	298.15	1393	0.25	58.9	398.15	1217
0.25	9.9	473.15	647	0.25	39.3	323.15	1313	0.25	58.9	423.15	1164
0.25	9.9	498.15	569	0.25	39.3	348.15	1239	0.25	58.9	448.15	1112

Table 2. Continued

x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
0.25	58.9	473.15	1062	0.50	9.9	498.15	558	0.50	39.3	348.15	1228
0.25	58.9	498.15	1013	0.50	9.9	523.15	478	0.50	39.3	373.15	1159
0.25	58.9	523.15	965	0.50	19.7	298.15	1275	0.50	39.3	398.15	1095
0.50	0.1	298.15	1151	0.50	19.7	323.15	1188	0.50	39.3	423.15	1034
0.50	0.1	323.15	1045	0.50	19.7	348.15	1105	0.50	39.3	448.15	976
0.50	0.1	348.15	947	0.50	19.7	373.15	1026	0.50	39.3	473.15	919
0.50	5.0	298.15	1183	0.50	19.7	398.15	953	0.50	39.3	498.15	860
0.50	5.0	323.15	1084	0.50	19.7	423.15	883	0.50	39.3	523.15	801
0.50	5.0	348.15	986	0.50	19.7	448.15	815	0.50	49.1	298.15	1426
0.50	5.0	373.15	893	0.50	19.7	473.15	747	0.50	49.1	323.15	1351
0.50	5.0	398.15	808	0.50	19.7	498.15	679	0.50	49.1	348.15	1279
0.50	5.0	423.15	725	0.50	19.7	523.15	611	0.50	49.1	373.15	1211
0.50	5.0	448.15	642	0.50	29.5	298.15	1328	0.50	49.1	398.15	1151
0.50	5.0	473.15	559	0.50	29.5	323.15	1244	0.50	49.1	423.15	1092
0.50	5.0	498.15	476	0.50	29.5	348.15	1165	0.50	49.1	448.15	1034
0.50	5.0	523.15	393	0.50	29.5	373.15	1092	0.50	49.1	473.15	982
0.50	9.9	298.15	1213	0.50	29.5	398.15	1024	0.50	49.1	498.15	928
0.50	9.9	323.15	1117	0.50	29.5	423.15	958	0.50	49.1	523.15	874
0.50	9.9	348.15	1024	0.50	29.5	448.15	892	0.50	58.9	298.15	1472
0.50	9.9	373.15	938	0.50	29.5	473.15	832	0.50	58.9	323.15	1398
0.50	9.9	398.15	863	0.50	29.5	498.15	773	0.50	58.9	348.15	1332
0.50	9.9	423.15	787	0.50	29.5	523.15	712	0.50	58.9	373.15	1266
0.50	9.9	448.15	712	0.50	39.3	298.15	1382	0.50	58.9	398.15	1206
0.50	9.9	473.15	636	0.50	39.3	323.15	1302	0.50	58.9	423.15	1153

Table 2. Continued

x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
0.50	58.9	448.15	1101	0.75	9.9	473.15	625	0.75	39.3	323.15	1291
0.50	58.9	473.15	1051	0.75	9.9	498.15	547	0.75	39.3	348.15	1217
0.50	58.9	498.15	1002	0.75	9.9	523.15	467	0.75	39.3	373.15	1148
0.50	58.9	523.15	954	0.75	19.7	298.15	1264	0.75	39.3	398.15	1084
0.75	0.1	298.15	1140	0.75	19.7	323.15	1177	0.75	39.3	423.15	1023
0.75	0.1	323.15	1033	0.75	19.7	348.15	1094	0.75	39.3	448.15	965
0.75	0.1	348.15	935	0.75	19.7	373.15	1015	0.75	39.3	473.15	908
0.75	5.0	298.15	1172	0.75	19.7	398.15	942	0.75	39.3	498.15	849
0.75	5.0	323.15	1072	0.75	19.7	423.15	872	0.75	39.3	523.15	790
0.75	5.0	348.15	975	0.75	19.7	448.15	804	0.75	49.1	298.15	1415
0.75	5.0	373.15	882	0.75	19.7	473.15	736	0.75	49.1	323.15	1320
0.75	5.0	398.15	797	0.75	19.7	498.15	668	0.75	49.1	348.15	1268
0.75	5.0	423.15	714	0.75	19.7	523.15	600	0.75	49.1	373.15	1200
0.75	5.0	448.15	631	0.75	29.5	298.15	1317	0.75	49.1	398.15	1140
0.75	5.0	473.15	548	0.75	29.5	323.15	1233	0.75	49.1	423.15	1081
0.75	5.0	498.15	465	0.75	29.5	348.15	1154	0.75	49.1	448.15	1023
0.75	5.0	523.15	382	0.75	29.5	373.15	1081	0.75	49.1	473.15	971
0.75	9.9	298.15	1202	0.75	29.5	398.15	1013	0.75	49.1	498.15	917
0.75	9.9	323.15	1106	0.75	29.5	423.15	947	0.75	49.1	523.15	863
0.75	9.9	348.15	1013	0.75	29.5	448.15	881	0.75	58.9	298.15	1461
0.75	9.9	373.15	927	0.75	29.5	473.15	821	0.75	58.9	323.15	1387
0.75	9.9	398.15	852	0.75	29.5	498.15	762	0.75	58.9	348.15	1321
0.75	9.9	423.15	776	0.75	29.5	523.15	701	0.75	58.9	373.15	1255
0.75	9.9	448.15	701	0.75	39.3	298.15	1371	0.75	58.9	398.15	1195

Table 2. Continued

x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	x_1	p/MPa	T/K	$W/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
0.75	58.9	423.15	1142	1.00	9.9	448.15	690	1.00	39.3	298.15	1360
0.75	58.9	448.15	1090	1.00	9.9	473.15	614	1.00	39.3	323.15	1280
0.75	58.9	473.15	1040	1.00	9.9	498.15	536	1.00	39.3	348.15	1206
0.75	58.9	498.15	991	1.00	9.9	523.15	456	1.00	39.3	373.15	1137
0.75	58.9	523.15	943	1.00	19.7	298.15	1253	1.00	39.3	398.15	1073
1.00	0.1	298.15	1130	1.00	19.7	323.15	1166	1.00	39.3	423.15	1012
1.00	0.1	323.15	1022	1.00	19.7	348.15	1083	1.00	39.3	448.15	954
1.00	0.1	348.15	924	1.00	19.7	373.15	1004	1.00	39.3	473.15	897
1.00	5.0	298.15	1161	1.00	19.7	398.15	931	1.00	39.3	498.15	838
1.00	5.0	323.15	1061	1.00	19.7	423.15	861	1.00	39.3	523.15	779
1.00	5.0	348.15	964	1.00	19.7	448.15	793	1.00	49.1	298.15	1404
1.00	5.0	373.15	871	1.00	19.7	473.15	725	1.00	49.1	323.15	1329
1.00	5.0	398.15	786	1.00	19.7	498.15	657	1.00	49.1	348.15	1257
1.00	5.0	423.15	703	1.00	19.7	523.15	589	1.00	49.1	373.15	1189
1.00	5.0	448.15	620	1.00	29.5	298.15	1306	1.00	49.1	398.15	1131
1.00	5.0	473.15	537	1.00	29.5	323.15	1222	1.00	49.1	423.15	1070
1.00	5.0	498.15	454	1.00	29.5	348.15	1143	1.00	49.1	448.15	1012
1.00	5.0	523.15	371	1.00	29.5	373.15	1070	1.00	49.1	473.15	960
1.00	9.9	298.15	1191	1.00	29.5	398.15	1002	1.00	49.1	498.15	906
1.00	9.9	323.15	1095	1.00	29.5	423.15	936	1.00	49.1	523.15	852
1.00	9.9	348.15	1002	1.00	29.5	448.15	876	1.00	58.9	298.15	1450
1.00	9.9	373.15	916	1.00	29.5	473.15	816	1.00	58.9	323.15	1376
1.00	9.9	398.15	841	1.00	29.5	498.15	757	1.00	58.9	348.15	1310
1.00	9.9	423.15	765	1.00	29.5	523.15	696	1.00	58.9	373.15	1244
1.00	58.9	398.15	1184	1.00	58.9	448.15	1079	1.00	58.9	498.15	980
1.00	58.9	423.15	1131	1.00	58.9	473.15	1029	1.00	58.9	523.15	932

The values of a_i , b_i and c_i are listed in Table 3. Equations (1) to (2) describe the experimental results within less than $\pm 0.08\%$.

THE SPEED OF SOUND OF BINARY MIXTURES OF N-ALKANES

Table 3.

Coefficients of equations (1) to (2) for (n-heptane + n-octane)

<i>i</i>	<i>a</i>	<i>b_i</i>	<i>c_i</i>	<i>i</i>
n-octane				
0	2725.35	-6.16625	3.21241·10 ⁻³	
1	-64.3166	0.359581	-4.27694·10 ⁻⁴	
2	5.33892	-0.0292391	3.96324·10 ⁻⁵	
3	-0.187854	1.04717·10 ⁻³	-1.46461·10 ⁻⁶	
4	2.9643·10 ⁻³	-1.67138·10 ⁻⁵	2.37052·10 ⁻⁸	
5	-1.71639·10 ⁻⁵	9.75554·10 ⁻⁸	-1.39514·10 ⁻¹⁰	
25%n-heptane + 75%n-octane				
0	3048.03	-8.23512	6.40084·10 ⁻³	
1	-158.367	0.940787	-1.32108·10 ⁻³	
2	13.5151	-0.0797109	1.17156·10 ⁻⁴	
3	-0.490156	2.91243·10 ⁻³	-4.3289·10 ⁻⁶	
4	7.95133·10 ⁻³	-4.74779·10 ⁻⁵	7.09431·10 ⁻⁸	
5	-4.73672·10 ⁻⁵	2.83853·10 ⁻⁷	-4.25566·10 ⁻¹⁰	
50%n-heptane + 50%n-octane				
0	3037.56	-8.23735	6.40316·10 ⁻³	
1	-157.198	0.935891	-1.31599·10 ⁻³	
2	13.3583	-0.0790537	1.16472·10 ⁻⁴	
3	-0.483163	2.88313·10 ⁻³	-4.29842·10 ⁻⁶	
4	7.82322·10 ⁻³	-4.69411·10 ⁻⁵	7.03846·10 ⁻⁸	
5	-4.65379·10 ⁻⁵	2.80378·10 ⁻⁷	-4.21951·10 ⁻¹⁰	
75%n-heptane + 25%n-octane				
0	3114.7	-8.76968	7.19663·10 ⁻³	
1	-182.144	1.08534	-1.53752·10 ⁻³	
2	15.5475	-0.0921189	1.35787·10 ⁻⁴	
3	-0.564763	3.36907·10 ⁻³	-5.01571·10 ⁻⁶	
4	9.17793·10 ⁻³	-5.49975·10 ⁻⁵	8.22652·10 ⁻⁸	
5	-5.47827·10 ⁻⁵	3.29364·10 ⁻⁷	-4.94142·10 ⁻¹⁰	
n-heptane				
0	3193.44	-9.30597	7.99685·10 ⁻³	
1	-206.791	1.23347	-1.75984·10 ⁻³	
2	17.6275	-0.104669	1.54712·10 ⁻⁴	
3	-0.637711	3.80957·10 ⁻³	-5.68132·10 ⁻⁶	
4	0.0103057	-6.18069·10 ⁻⁵	9.25698·10 ⁻⁸	
5	-6.1161·10 ⁻⁵	3.67870·10 ⁻⁷	-5.52505·10 ⁻¹⁰	

The analysis of coefficients of the equation (1) depending on concentration has allowed to offer the following equations transferring concentration dependences for all investigated binary systems:

$$W = \sum_{i=0}^5 \sum_{j=0}^4 a_{ij} p^i (100-x)^j + \sum_{i=0}^5 \sum_{j=0}^4 b_{ij} p^i (100-x)^j \cdot T + \sum_{i=0}^5 \sum_{j=0}^4 c_{ij} p^i (100-x)^j \cdot T^2, \quad (3)$$

Coefficient a_{ij} , b_{ij} and c_{ij} of the eqn. (3) are listed in Table 4.

Table 4.

Coefficient of equations (3)

<i>i</i>	<i>j</i>				
	0	1	2	3	4
			<i>a</i>		
0	2725.35	30.248	-0.974759	0.0125964	-5.40555·10 ⁻⁵
1	-64.3166	-8.76188	0.281592	-3.65821·10 ⁻³	1.57598·10 ⁻⁵
2	5.33892	0.767435	-0.0248413	3.24056·10 ⁻⁴	-1.40098·10 ⁻⁶
3	-0.187854	-0.0285345	9.28844·10 ⁻⁴	-1.21663·10 ⁻⁵	5.28142·10 ⁻⁸
4	2.9643·10 ⁻³	4.72834·10 ⁻⁴	-1.54628·10 ⁻⁵	2.03302·10 ⁻⁷	-8.86157·10 ⁻¹⁰
5	-1.71639·10 ⁻⁵	-2.87401·10 ⁻⁶	9.43461·10 ⁻⁸	-1.24456·10 ⁻⁹	5.44505·10 ⁻¹²
			<i>b</i>		
0	-6.16625	-0.18994	6.02082·10 ⁻³	-7.76646·10 ⁻⁵	3.33107·10 ⁻⁷
1	0.359581	0.053804	-1.71839·10 ⁻³	2.22359·10 ⁻⁵	-9.55852·10 ⁻⁸
2	-0.0292391	-4.69703·10 ⁻³	1.50783·10 ⁻⁴	-1.95717·10 ⁻⁶	8.43615·10 ⁻⁹
3	1.04717·10 ⁻³	1.74337·10 ⁻⁴	-5.62184·10 ⁻⁶	7.32322·10 ⁻⁸	-3.16851·10 ⁻¹⁰
4	-1.67138·10 ⁻⁵	-2.885851·10 ⁻⁶	9.34278·10 ⁻⁸	-1.22128·10 ⁻⁹	5.30499·10 ⁻¹²
5	9.75557·10 ⁻⁸	1.75289·10 ⁻⁸	-5.694·10 ⁻¹⁰	7.46662·10 ⁻¹²	-3.2552·10 ⁻¹⁴
			<i>c</i>		
0	3.21241·10 ⁻³	2.9106·10 ⁻⁴	-9.22258·10 ⁻⁶	1.1861·10 ⁻⁷	-5.0791·10 ⁻¹⁰
1	-4.27694·10 ⁻⁴	-8.22155·10 ⁻⁵	2.60954·10 ⁻⁶	-3.36158·10 ⁻⁸	1.44099·10 ⁻¹⁰
2	3.96324·10 ⁻⁵	7.16047·10 ⁻⁶	-2.28101·10 ⁻⁷	2.94507·10 ⁻⁹	-1.26502·10 ⁻¹¹
3	-1.46461·10 ⁻⁶	-2.65454·10 ⁻⁷	8.48731·10 ⁻⁹	-1.09925·10 ⁻¹⁰	4.73812·10 ⁻¹³
4	2.37052·10 ⁻⁸	4.39109·10 ⁻⁹	-1.40876·10 ⁻¹⁰	1.83052·10 ⁻¹²	-7.92006·10 ⁻¹⁵
5	-1.39514·10 ⁻¹⁰	-2.66595·10 ⁻¹¹	8.57857·10 ⁻¹³	-1.118E·10 ⁻¹⁴	4.85447·10 ⁻¹⁷

Using the obtained values of coefficients a_{ij} , b_{ij} and c_{ij} , it is possible to define values of speed of sound solutions with satisfactory accuracy at high pressures, temperatures and concentrations.

The uncertainty of eqn. (3) is $\pm 0.35\%$ (in some places up to 3.4%).

Speed of sound in liquids increases monotonically at a pressure of 40MPa and different temperatures, depending on the mass concentration n-heptane, as illustrated graphically in fig. 2, at $T=498.15$ K and different pressures fig. 3.

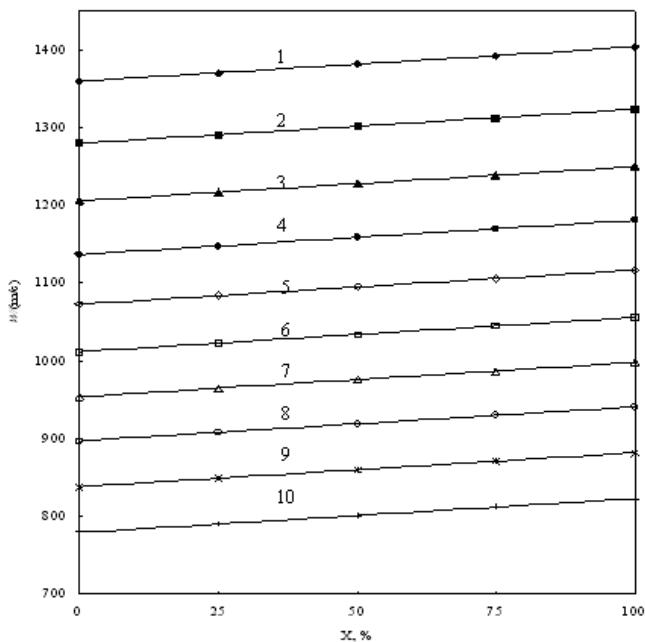


Fig.2. The speed of sound of binary liquid mixtures n-heptane +n-octane at $p=40$ MPa and different temperatures, depending on the mass concentration n-heptane: 1 - 298.15 K; 2-323,15; 3-348,15; 4-373,15 ; 5-398,15; 6-423,15; 7-448,15; 8-473,15; 9-498,15; 10-523,15.

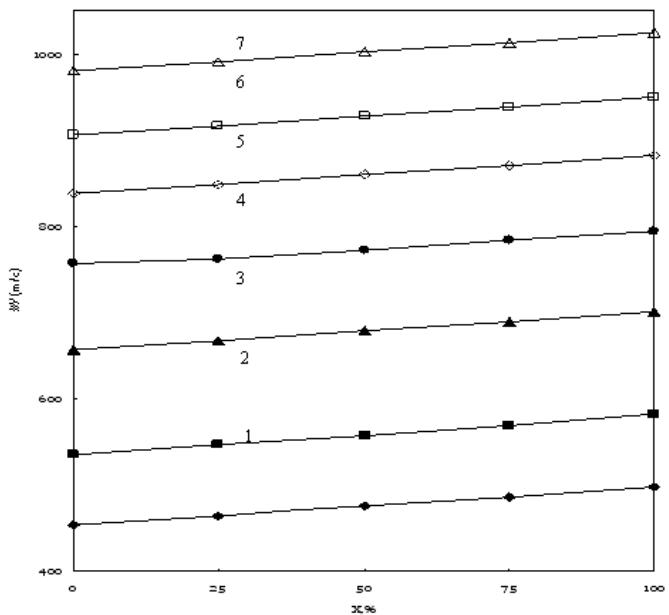


Fig.3. The speed of sound of binary liquid mixtures n-heptane +n-octane at a temperature of 498.15 K and different pressures, depending on the mass concentration n-heptane:
1-5 MPa, 2-9.9; 3-19.7 ; 4-29.5; 5-39.3; 6-49.1; 7-58.9.

CONCLUSION

The speed of sound in liquid n-heptane and n-octane and mixtures (n-heptane + n-octane) were measured at temperatures from $T=(298.15$ to 523.15)K and pressure up to 60 MPa. The uncertainty of the results is estimated to be within ± 0.2 percent in the whole experimental range taking into account uncertainties of temperature and pressure. The comparison of the measured data with the literature values recently supports the fact that both the experimental setup and the method employed for the measurements are capable for accurate measurements of speed of sound in liquids and binary mixtures in extended ranges temperature and pressure.

-
- [1] D. Papaioannou, D. Ziakas, C. Panayiotou, J. Chem. Eng. Data 1991, 36, 35-39.
 - [2] O. Kiyo hara, G.C. Benson. K. J. Chem. Thermodyn. 1979, 11, 861-873.
 - [3] S. Junquera, G. Tardajos, E. Aicart. J. Chem. Thermodyn. 1988, 20, 1461-1467.
 - [4] D. Marzena; E. Stefan. J. Chem. Eng. Data 2003, 48, 1453-1457.
 - [5] M.J.P. Muringer, N.J. Trappeniers, S.N. Biswas. Phys. Chem. Liq. 1985, 14, 273-296.
 - [6] TRC Databases for Chemistry and Engineering-Thermodynamic Tables, Version 1998-2.d-1460, 1991; d-5000, 1966; Thermodynamic Research Center, Texas A&M University System: College Station, TX, 1998.
 - [7] A.J. Treszczanowicz, G.C. Benson. J. Chem. Thermodyn. 1977, 9, 1189-1197.
 - [8] E. Aicart, M. Costas, S. Junquera, G. Tardajos. J. Chem. Thermodyn. 1990, 22, 1153-1158.
 - [9] A. Dominguez, B. Gonzalez, R. Cores, J. Tojo. J. Chem. Eng. Data 2004, 49, 1225.
 - [10] J.L. Daridon, B. Lagourette, J.E. Grolier. Int. J. Thermophys. 1998, 19, 145.
 - [11] B. Orge, A. Rodriguez, J.M. Canosa, G. Martin, M. Iglesias, J. Tojo. J. Chem. Eng. Data 1999, 44, 1041.
 - [12] M. Dominguez, S. Martin, J. Santafe, H. Artigas, F.M. Royo. Thermochim. Acta 2002, 381, 181.
 - [13] M.F. Bolotnikov, Y.A. Neruchev, Y.F. Melikhov, V.N. Verveyko, M.V. Verveyko. J. Chem. Eng. Data 2005, 50, 1095.
 - [14] V.H. Hasanov, J.Ya. Naziev, A.S. Hasanov, A.Q. Muslimov. Scientific works of AzTU 2004, 4, III (12), 15-19.
 - [15] A.A. Aleksandrov, D.K. Larkin. Heat energy. 1976, 2, 56-57.
 - [16] A.A. Aleksandrov, A.I. Kotsetkov. Heat energy. 1979, 9, 65-66.
 - [17] H.I. Mc Skimin. J. Acoust. Soc. Amer. 1961, 4, v. 33, 539.
 - [18] S.L. Rivkin, A.A. Aleksandrov. Energy, Mockow, USSR. 1975, p.80.
 - [19] S.G. Rabinovich, Measuring Errors. Energiya, USSR. 1978, p. 261.
 - [20] Ya.M. Naziyev, V.H. Hasanov, N.S. Aliev, J.Ya. Naziev. NSA, Azerbaijan, J. Physics 2007, 1-2, vol.XIII, 172-174.

THE SPEED OF SOUND OF BINARY MIXTURES OF N-ALKANES

V.H. Нәсәнов, С.Ү. Naziyev, Ү.М. Naziyev

n- ALKANLARIN BİNAR QARIŞIQLARINDA SƏS SÜRƏTİ

Səs sürəti $T=(293,15-523,15)$ K temperaturlarda və 60 MPa-a qədər təzyiqlərdə n-heptanda, n-oktanda və onların qarışıqlarında ölçültüb. 8MHz tezliklərində exo-impuls metodu, $\pm 0,08\%$ xəta ilə ölçüdə istifadə edilib. Ölçü qiymətləri polinom tənliklərlə temperaturlardan və təzyiqlərdən asılı olaraq ümumiləşdirilib və onlar etibarlı ədəbiyyat məlumatları ilə müqayisə edilib.

В.Г. Гасанов, Дж.Я. Назиев, Я.М. Назиев

СКОРОСТЬ ЗВУКА В БИНАРНЫХ СМЕСЯХ n-АЛКАНОВ

Скорость звука в жидких n-гептане, n-октане и их бинарных смесях измерена при температурах $T=(293,15-523,15)$ К и давлениях до 60 МПа. Метод эхо-импульса с частотой 8 МГц, с погрешностью $\pm 0,08\%$ был применен в измерениях. Измеряемые значения обобщены полиномными уравнениями как функции температуры и давления, и сравнены с достоверными литературными данными.

Received: 09.10.09

THE GENERAL PROPERTIES OF NONLINEAR FORMS OF LINEAR PARTIAL DIFFERENTIAL EQUATIONS

E.A. AKHUNDOVA

*H.M. Abdullayev Institute of Physics of NASA,
Az-1143, Baku, H. Javid ave., 33*

The general properties of nonlinear partial differential equations of polynomial type have been revealed. The obtaining method of new solutions of nonlinear equations with the help of operator integrals of motion is shown.

In work [1] the nonlinear partial differential equations containing the derivatives of third order, derivatives of second and first orders have considered. Especially, the equations of following three types have considered:

$$\begin{aligned}\varphi_{xxx} + \Lambda(\varphi_{xx}, \varphi_{tt}, \varphi_{xt}, \varphi_t) &= 0 \\ \varphi_{xxt} + M(\varphi_{xx}, \varphi_{tt}, \dots) &= 0 \\ \varphi_{xxx} + \varphi_{xxt} + N(\varphi_{xx}, \varphi_{tt}) &= 0\end{aligned}$$

and symmetrically to $x \Leftrightarrow t$.

The exchanges of dependent variables with the help, of which each type of these equations is led to linear one correspondingly, are shown. In this work we will reveal the general properties of these nonlinear equations.

1. GENERAL EQUATION PROPERTIES

Let's discuss the some general properties of above mentioned equations. For definition we will consider the equation of the following type:

$$\varphi_t = \hat{F}[\varphi] \quad (1.1)$$

where \hat{F} is nonlinear operator, such that $\hat{F}[\varphi]$ is the some function on x, t, φ and different derivatives. We show the operator \hat{I} as operator integral of motion of equation (1.1) if for some equation solution $\varphi(x, t)$ $\hat{I}[\varphi]$ function is also the solution of this equation [2]. It is proved that the operator \hat{I} should satisfy the equation:

$$\left[\hat{I}, \frac{\partial}{\partial t} - \hat{F} \right] [\varphi] = \hat{I}[\varphi_t] - \frac{\partial}{\partial t} (\hat{I}[\varphi] - \hat{I}[\hat{F}[\varphi]] + F[\hat{I}[\varphi]]) = 0 \quad (1.2)$$

($[\hat{I}, \hat{F}]$ is commutator of \hat{I} and \hat{F} operators) on space of (1.2) equation solution.

Let's suppose that equation (1.1) is the linear form of linear equation [3]:

$$\Psi_t = \hat{H}\Psi \quad (1.3)$$

\hat{H} is linear operator. This means that such nonlinear operator \hat{K} exists that $\varphi = \hat{K}[\Psi]$ is equation solution (1.1) at the condition that Ψ satisfies to equation (1.3). The motion integrals $\hat{\Lambda}$ of equation (1.3) satisfy to equation:

$$\left[\hat{\Lambda}, \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H} \right] \Psi = 0 \quad (1.2a)$$

It is obvious that there is infinite number of operators

satisfying to equation (1.2a). (For example, if $\hat{H} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$

then $\left(\frac{\partial}{\partial x} \right)^n$ operators are motion integrals for $n=0, 1, 2, \dots$).

However, if equation (1.3) contains N of independent space derivatives (in the case of Schrödinger equation this means that we consider the dynamic quantum system with N degrees of freedom) when $2N$ of independent motion integrals exactly exists, rest motion integrals are some functions of these $2N$. Indeed, if operator $\hat{U}(t)$ is evolution operator of equation (1.3), i.e. $\Psi(t) = \hat{U}\Psi(0)$, then operators:

$$\begin{aligned}\hat{X}_{0j} &= \hat{U}\hat{X}_j\hat{U}^{-1}; j = 1, 2, \dots, N \\ \hat{P}_{0j} &= \hat{U}\hat{P}_j\hat{U}^{-1}; P_j = \partial / \partial x_j\end{aligned} \quad (1.4)$$

are motion integrals. We consider the systems for which there is evolution operator on some interval $0 \leq t \leq T$; in the case of Schrödinger equation it is obvious that $T=\infty$. Then \hat{U}^{-1} operator also exists, if we consider it on space of equation solution (1.3). Besides, Stone-fon Neumann theory confirms that all other motion integrals are functions of operators (1.4):

$$\hat{\Lambda} = f(\hat{X}_{01}, \dots, \hat{X}_{0N}; \hat{P}_{01}, \dots, \hat{P}_{0N}) = \hat{U}f\left(X_1, \dots, X_N; \frac{\partial}{\partial x_1}, \dots, \frac{\partial}{\partial x_N}\right)\hat{U}^{-1}$$

Consequently, all operator motion integrals of equation (1) have the form:

$$\hat{I} = \hat{k}f(X_{01}, \dots, X_{0N}; P_{01}, \dots, P_{0N}) \quad (1.5)$$

where f is arbitrary function $2N$ of derivatives. It is obvious that operator (1.2) not for arbitrary function $\varphi(x, t)$ but only for solution equation (1.1). Consequently, if $\varphi(x, t)$ is equation solution (1.1), then all functions of following type

$$\tilde{\varphi} = \hat{k}[f(X_{01}, \dots, X_{0N}; P_{01}, \dots, P_{0N})\hat{k}^{-1}[\varphi]] \quad (1.6)$$

are also the solutions of this equation.

2. THE NEW EQUATION SOLUTIONS

Let's consider for example, the equation being the first integral of Burgers-Hopf equation:

$$\varphi_t + \frac{1}{2}\varphi_x^2 = \mu\varphi_{xx} \quad (2.1)$$

The exchange $\Psi = \exp(-\varphi / 2\mu)$ transforms the equation (2.1) into thermal conduction equation $\Psi_t = \mu\Psi_{xx}$. The motion integrals of thermal conduction equation are:

$$\hat{P}_0 = \partial / \partial x \text{ and } \hat{X}_0 = X + 2\mu t \cdot \partial / \partial x$$

Consequently, we obtain the following class of transformations:

$$\tilde{\varphi} = \hat{I}[\varphi] = -2\mu \ln \left\{ f\left(\frac{\partial}{\partial x}, X + 2\mu t \partial / \partial x\right) \exp(-\varphi / 2\mu) \right\} \quad (2.2)$$

Let's write the equation (2.2) for concrete function f :

$$\begin{aligned} & f\left(\frac{\partial}{\partial x}, X + 2\mu t \partial / \partial x\right) \exp(-\varphi / 2\mu) = \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left[X \exp(-\varphi / 2\mu) + 2\mu t \frac{\partial}{\partial x} \exp(-\varphi / 2\mu) \right] \end{aligned} \quad (2.3)$$

Then the new solutions of equation (2.2) will be written by following form:

$$\tilde{\varphi} = \varphi - 2\mu \ln \left[1 - \frac{x}{2\mu} \varphi_x - t \left(-\frac{1}{2\mu} \varphi_x^2 + \varphi_{xx} \right) \right] \quad (2.4)$$

The transformations of equation (2.2) haven't been known yet, though the equation (2.1) and Burgers-Hopf equation have been studied by many authors during several years.

- [1] E.A. Akhundova. Fizika, 2008, c.XIV, №4, p.54.
- [2] E.B. Aronson, I.A. Malkin, V.I. Man'ko. EPAN, vol.5, 1974, p.122.

- [3] L.D. Faddeyev. The modern problems of mathematics, 1974, vol.7, p.93..
- [4] E.Hopf. Commun.Pure.Appl.Math., 1950, vol.3, p.201.

E.A. Axundova

XÜSUSİ TÖRƏMƏLƏRDƏ XƏTTİ TƏNLİKLƏRİN QEYRİ-XƏTTİ FORMALARININ ÜMUMİ XASSƏLƏRİ

Polynomial növü xüsusi törəmələrdə qeyri-xətti diferensial tənliliklərin ümumi xassələri aydınlaşdırılmışdır. Operator hərəkət integrallarının köməyiylə qeyri-xətti tənliliklərin yeni həllərinin alınma metodu göstərilmişdir.

Э.А. Ахундова

ОБЩИЕ СВОЙСТВА НЕЛИНЕЙНЫХ ФОРМ ЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ В ЧАСТНЫХ ПРОИЗВОДНЫХ

Выявлены общие свойства нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных полиномиального вида. Показан метод получения новых решений нелинейных уравнений с помощью операторных интегралов движения.

Received: 21.10.09

PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF AMORPHOUS SOLID SOLUTIONS OF Se-S SYSTEM

N.Z. JALILOV, G.M. DAMIROV

*H.M. Abdullayev Institute of Physics of Azerbaijan NAS
AZ-1143, Baku, H. Javid ave., 33*

The paper contains the photoconductivity measuring results of film samples of $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ ($x=0;5;10;20;30;40;50$) system, the wave length in interval $0,38\pm 1,00$ mcm. The photoconductivity change in the dependence on system composition $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ is explained in model limits of intrinsic charged defects in noncrystalline semiconductors and their change, i.e. they presence of D^+ and D^- defects in forbidden band forming from initial neutral defects D^0 that is connected with change of short range ordering configuration character.

INTRODUCTION

The photoelectric phenomena present themselves the strong method of semiconductor investigation and they are directly connected with light energy absorption [1].

In reference the sulfur and solid solutions of Se-S system are too little studied materials among chalcogens and chalcogenides. The selenium on forbidden gap value and melting point are between tellurium and sulfur. This gives possibility to change its physical parameters in wide limits under sulfur influence. As it is seen in [2] the change of sulfur content in Se-S system leads to change of photoconductivity maximum from pure sulfur up to photoconductivity maximum of pure selenium (from 4,7 up to 7,0 mcm). This is revealed in strength changes, constants of crystal lattices, in its elementary cells, glass-transition temperature and dielectric constant, forbidden gap and other parameters of Se-S system.

The physical properties of Se-S system are investigated in series of works [4-11]. In work [4] the technique of film obtaining ($x=0,15; 0,42; 0,60; 0,8; 0,9; 1$) is described. The optical characteristics of films by $40 \div 80$ mcm thickness are measured in spectral range $16\text{-}5$ mcm and absorption peaks at $235, 255, 360$ and 455 cm $^{-1}$ are observed. The photo-darkening effect caused by photo-crystallization is revealed at radiation by ruby laser. The optical absorption and conductance of Se-S system in solid and liquid states are measured in work [5]. As the author of work [6] shows the absorption boundary shifts from 2,2 eV for pure selenium up to 2,4 eV for alloy of 40% S composition that is observed in [7]. In work [8] IR transmission spectrums of glassy Se containing 0; 2,5; 5 at.% S, Te, As or Ge and also pure Se in range $400 \div 600$ cm $^{-1}$ are studied. The author connects the new absorption bands in the case of introduction of sulfur and tellurium in Se with formation of ring molecules of Se_3S_5 or Se_5Te_3 types correspondingly.

In work [9] it is shown that $\text{Se}_x\text{S}_{1-x}$ alloys rich of Se are characterized by high viscosity and form glasses in wide interval of compositions at solidification. The glass-transition temperature T_g decreases and achieves 273K at $x=0,7$ at increase of sulfur content.

As authors of [10] show though Se and Te have properties which are analogical to chalcogenide ones, they contain the structural units with molecular properties and they are considered as the separate group.

The structural model of binary system presents itself the continuous grid in which the coordination "rule 8-N" for both components at any their relation, is carried out. The hetero- and homo-polar bonds are possible between atoms.

The hexagonal crystalline Se consists in helical chains built parallel to each other. The chemical bond inside the

chains has covalent character and is very strong one and bond between chains is the weak one of Van-der-Waals one. In liquid phase we consider that the chains are oriented occasionally. At rapid alloy cooling the viscosity becomes very high one and before the chains disorientate the glassy state appears.

The tellurium addition in liquid selenium alloy leads to chain shortening as Se-Te chain is weaker than Se-Se and crystallization at cooling simplifies. When S is added to alloy the reversal thing happens, i.e. Se-S bond is stronger than Se-Se one. The amorphous selenium presents itself the mixture of molecules (closed annuluses) and polymer chains. The sulfur, selenium and tellurium have the coordination number which is equal to 2. The average mole energies of the bond decrease and values of melting point and strength increase in S, Se and Te series. This shows that the more the bonding force between atoms in the chain the less the bond between the chains.

X-ray investigations of Se-S system structure [11] show that regulation of S atoms in structure of Se matrix takes place up to ~28% S distorted it and when S content in the system achieves 50% the phase transition by structure takes place.

The transformations on the chalcogenide base are widely used in optoelectronics in the different electric circuits for different chains. The search of new materials is required for widening of spectral sensitivity interval and photosensitivity maximum of the given transformers. In the given work the photosensitivity of solid amorphous solutions of $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ ($x=0;5;10;20;30;40;50$) system is studied with this aim.

The homogeneous solutions at crystallization of which the series of solid solutions settle down, form in melted state between sulfur and selenium. Taking into consideration that behaviors of sulfur and selenium have more similarities, we can suppose that they are able to form the mixed molecules of Se-Se, Se-S, S-S type.

The selenium, sulfur and solid solutions on their base are close to chalcogenide glasses by their physical properties. However, as it is known Se is semiconductor whereas S is good isolator. Consequently, the solid solutions on their base should lead to the change of their parameters from semiconductor up to isolator.

Nowadays it is established that one can directly change the electric properties of chalcogenide glassy semiconductors by change of chemical composition and also by introduction of impurities. More over the change of the concentrations of charged defect centers (U^+ are centers) in semiconductors that allows us to control by their electric, optic and photoelectric properties.

The photoconductivity in semiconductors is directly connected with photon absorption in substances as a result of which the current carriers form.

THE OBTAINING TECHNOLOGY AND EXPERIMENT TECHNIQUE

The selenium by B₅ purity and pure stick sulfur suspended with accuracy up to 0,0001g are taken for obtaining of solid solutions selenium-sulfur.

The vibration method is used for better alloy homogenization. The ampoules during three hours are treated by shacking at temperature 280°C, i.e. on 60°C higher than selenium melting point.

The samples for measurement have structures of "sandwich" type and present themselves the layers of 3mkm thickness prepared by thermal evaporation in vacuum at residual pressure 10⁻⁶ millimeter of mercury. The polished glass substrates on which previously the bottom electrode from aluminum is marked are used as substrates. The semitransmitting film from aluminum evaporated in vacuum on the layer of investigated material serves as top electrode. The film chemical composition is taken the similar as in joint hinge. The sample temperature is controlled with the help of thermocouple.

The spectral dependence of stationary photoconductivity is measured by incident photon energy in 1,0÷3,2 eV interval. The measurements of photo- and dark currents are carried by charge amplifier Y5-11. The data of stationary photoconductivity are normalized on photon constant number at each energy value.

THE EXPERIMENTAL RESULTS AND THEIR DISCUSSIONS

The photoconductivity spectrums of the given solid solutions are taken on installation including the adjustable source of current, monochromator, lighting unit, and amplifier-electrometer.

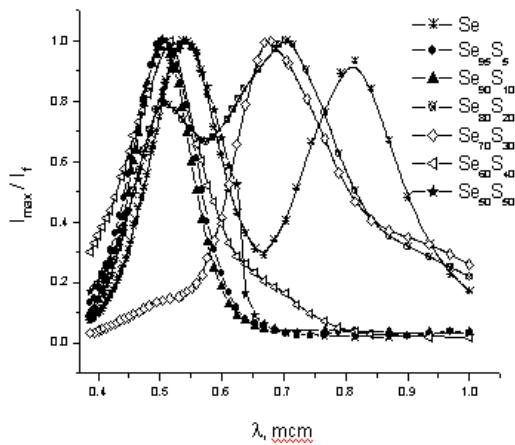


Fig.1. Photoconductivity spectrums of Se-S film system in darkness.

The generation process of free charge carriers under radiation influence is in the base of photoconductivity [1]. In simple case the radiation in intrinsic semiconductor excites the valence electrons in conduction band where they are in free state and can participate in charge transfer process; the holes appearing in valence band also make contribution in conductivity. The electron excitation by light into conduction band takes in impurity semiconductor of n-type. Analogically

one can excite electrons from valence band on acceptor centers forming the mobile holes in semiconductors of p-type. In both cases of impurity conductivities in crystal the free current carriers of only one sign generate.

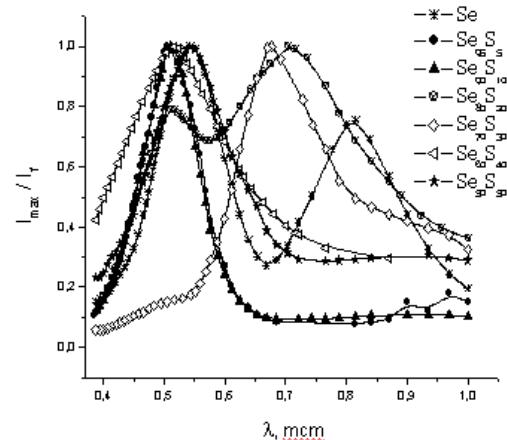


Fig.2. Photoconductivity spectrums of Se-S film system with lighting.

The measuring results of photoconductivity of amorphous film samples of $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ ($x=0;5;10;20;30;40;50$) system are presented on Fig.1. It is seen that maximums of their spectral characteristics change with composition change of Se-S system. The analogous results with lightening are presented on fig. 2. As it is seen the lighting leads to shifting of spectral photoconductivity characteristics in the dependence on composition of Se-S system samples.

As it has been mentioned above the photoconductivity is connected with absorption. The photoconductivity changes in the dependence on composition of Se-S system and their absorption coefficient are presented on figures 3-9.

It is known that photon flow penetrating in semiconductors decrease with penetration into semiconductor volume by the law: $F(x) = F_0^{\exp}(-\alpha x)$ where F_0 is photon flow penetrating through semiconductor surface; $F(x)$ is photon flow on x depth from surface; α is absorption coefficient. The value reversal to absorption coefficient $1/d$ defines the depth on which the photon flow takes place. The coefficient α depends on absorption mechanism, ΔE semiconductor forbidden gap, wave length of incident radiation and is velocity measure of photon strength decrease in penetration process in semiconductor.

The absorption coefficient in intrinsic semiconductor is equal to zero for photons with energy less than forbidden gap. The absorption coefficient strongly increases for photons with energy exceeding ΔE . The absorption coefficient achieves the big enough value in short wave region, i.e. the radiation in this region takes place on very small depth. The absorption coefficient in long wavelength spectrum region decreases on several orders and the penetration depth increases in several times.

The dependence of light absorption coefficient on wave length influences on the type of spectral characteristics and maximum position. The difference of light absorption mechanism by them essentially influence on material spectral characteristics.

The change and shift of spectral characteristics maximum can be carried out with the help of different factors

and also changing the material composition. This is related to sensitivity of material photoconductivity.

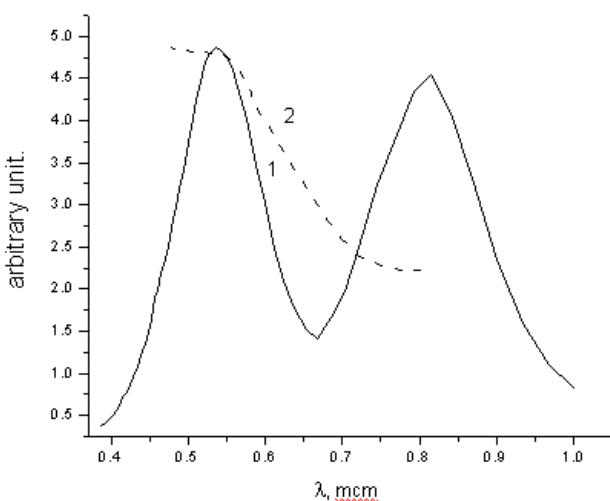


Fig.3. Photoconductivity (curve 1) and absorption coefficient (curve 2) of Se films.

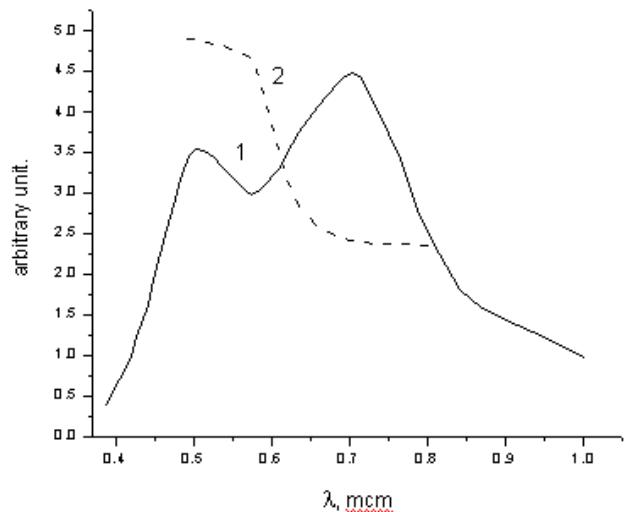


Fig.6. Photoconductivity (curve 1) and absorption coefficient (curve 2) of $\text{Se}_{80}\text{S}_{20}$ films.

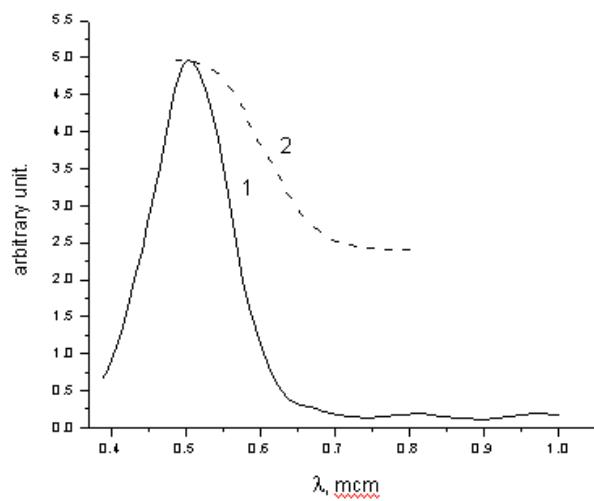


Fig.4. Photoconductivity (curve 1) and absorption coefficient (curve 2) of Se_{95}S_5 films.

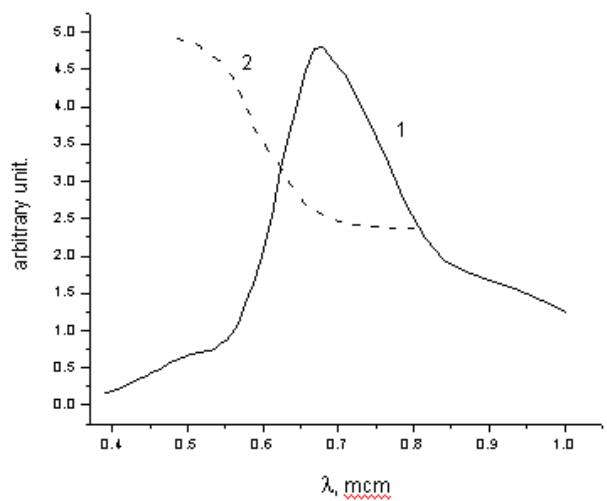


Fig.7. Photoconductivity (curve 1) and absorption coefficient (curve 2) of $\text{Se}_{70}\text{S}_{30}$ films.

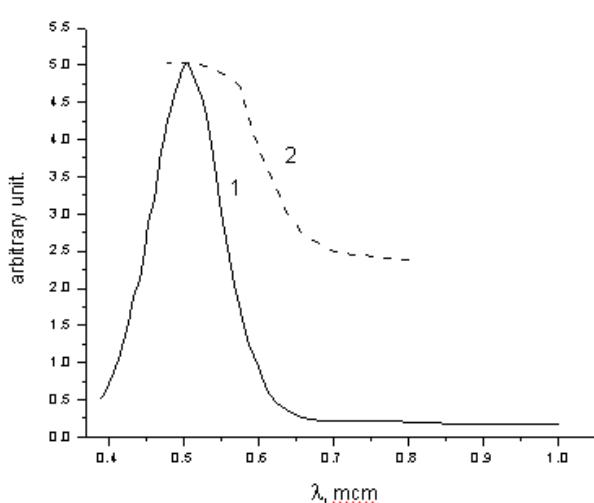


Fig.5. Photoconductivity (curve 1) and absorption coefficient (curve 2) of $\text{Se}_{90}\text{S}_{10}$ films.

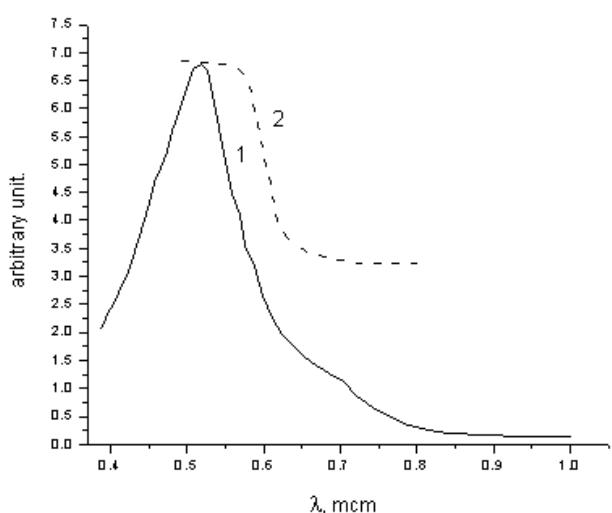


Fig.8. Photoconductivity (curve 1) and absorption coefficient (curve 2) of $\text{Se}_{60}\text{S}_{40}$ films.

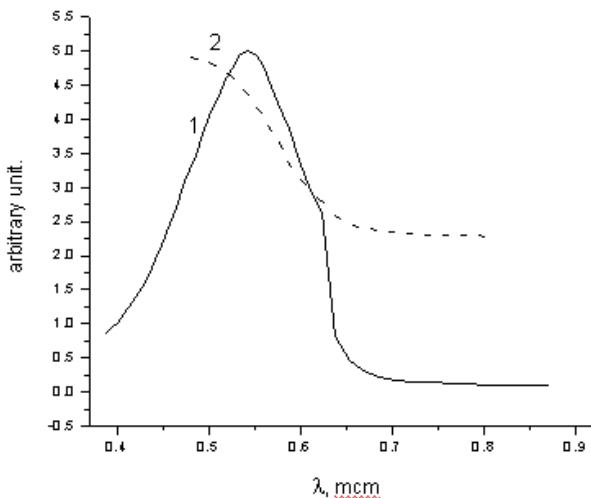


Fig.9. Photoconductivity (curve 1) and absorption coefficient (curve 2) of $\text{Se}_{50}\text{S}_{50}$ films.

From above mentioned it is clear that the photoconductivity can appear only at excitation by short-wave excitation when photon energy exceeds the some threshold value. This is either the energy distance between extreums of conduction band and valence band in the case of intrinsic photo-effect or the distance between extreums of any band and donor or acceptor level in the case of impurity photo-effect. The threshold frequency of photoconductivity and also spectral dependence of semiconductor photosensitivity is mainly defined by its optical properties.

In work [12] by study of dependence of absorption coefficient of Se-S system is defined that $\alpha \sim f(\hbar\omega)$ dependence below the strong absorption region is obeyed to exponential law. The region of exponential change of α with $\hbar\omega$ increase is called Urbah's "tail" [13]. Such dependence is known in crystalline chalcogenides of alkali metals, CdS and trigonal selenium. This phenomenon is also observed in chalcogenide and silicate glasses [13,14]. The several mechanisms: the variations of crack thickness caused by strength fluctuations; the widening of band edge indicated by intrinsic electric fields has been supposed for explanation of such exponential dependence. It is said that [15,16] the absorption edge reflects the appearance of state tails in the crack as a result of angle fluctuations and bond lengths. The another authors consider [17] that the electron transitions between localized states in tails of bond edges are the reasons of tail appearance and it is supposed that the strength of such states exponentially coincides with photon energy.

In [17] the existence of correlations between inclination of Urbah "tail" and coordination number or valency is shown. It is shown that materials with weaker coordination (higher valency) easily form the ideal amorphous grid with less quantity of defects and spaces.

The dependence $\alpha \sim f(\hbar\omega)$ is obeyed to Urbah rule in exponential region.

$$\alpha = \alpha_0 \exp[-(E_g - h\nu)]/E_0, \quad (1)$$

where E_0 is characteristic energy which characterizes the edge tilt and has the information on quality of standard deviation of interatomic distances in glassy materials [18].

E_0 values defined from $\alpha \sim f(\hbar\omega)$ exponential dependence of Se-S system firstly strongly increase and later do more moderately with S content increase.

Nowadays the fact is established that the more electron properties of chalcogenide and chalcogen glassy semiconductors is explained by the presence of charged defects D^+ and D^- . These defects form from initial neutral defects D^0 by the following reaction:



And can be intrinsic impurity defects.

It is supposed that electric, photoelectric and optical properties on non-crystalline semiconductors are controlled by charged defects. The following formula is obtained using the model of random field formed by chaotically distributed atoms for characteristic energy [19]:

$$E_0 = 2,2W_B(N_t a_B^3)^{2/5}, \quad (3)$$

where $W_B = e^2 / 2\varepsilon a_B$, a_B is Bohr radius in substance, ε is dielectric constant; N_t is effective concentration of charged defects.

It is known that for Se the dielectric constant is $\varepsilon=6,6$ and for sulfur is $\varepsilon=3,69$. Taking into consideration the linear decrease of dielectric constant with composition we calculate the concentrations of charged defects for different compositions of Se-S system by formula (4). The results show that the concentration of charged defects decreases with increase of S content. Probably this is connected with decrease of linear chains in the system the ends of which are the defect centers. Besides Se-S bond is stronger than Se-Se one that influences on concentrations of defects.

Thus, as a result of investigations of optical properties of $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ system it is established that the correlation between dependences of coefficient of optical absorption (α), effective concentration of charged defects characteristic energy (E_0) corresponding to Urbah absorption on S content in composition of Se-S system, exists. It is shown that light absorption in spectrum region where Urbah rules are carried out is controlled by charged defects. It is established that one can change the concentration of intrinsic charged defects by the change of S content and by this one can control the optical and photoelectric properties of Se-S properties.

As results presented on fig. 3-9 show that light absorption character changes in the dependence on Se-S system composition at photoconductivity character.

The destruction of ideal structure of non-crystalline solid state takes place in systems including the atoms with unshared electron couples. Often the electron couple at bond opening stays on the one of fragments, i.e. the heterolytic bond takes place. Moreover the one positively and one negatively charged defect centers in short range ordering region appear. The energy which is necessary for bond opening compensates because of existence of unshared electron couple of atoms being in nearest surrounding and the number of chemical bonds stays constant. Thus, the structural disorder takes place in homogeneous glasses of

stoichiometric composition along with strength oscillations and existing topological order of different type. The last one reveals in the form of positively and negatively charged defect centers as in the case of point defects in the crystals. As a result the defects the formation reactions of which are characterized by the least change of free energy, dominate.

Note that in our case the material synthesis, sample preparation and conditions of their measurements are similar for $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ ($x=0;5;10;20;30;40;50$) system. We obey to “rule 8-N” principle at the synthesis of solid solutions of different compositions of $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ system. The character bond energies for Se-Se, S-S, Se-S are different as the bond energy between atoms of binary amorphous compounds for different configurations of short range ordering are different ones. The electron structure of $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ ($x=0;5;10;20;30;40;50$) system samples will change in the

dependence on character change of short range ordering, that is seen from presented figures 3-9. It can be explained by structural differences of investigated samples of Se-S system samples with sulfur content increase.

The obtained data can be explained with the help of model of charged intrinsic defects in non-crystalline semiconductors [20-24]. It is known that the change in non-crystalline semiconductors of coordination number, atom type surrounding by the given atom, bond lengths (interband distance) and valence angles with composition change of investigated samples leads to short range ordering change in them. This leads to change of their physical properties. The non-crystalline samples of Se-S system consist of closed and linear atom chains and their relations change in the dependence on their composition that leads to character change of short range ordering in them [25].

-
- [1] T. Moss. Photoprovodimost, sovremennie problemi fiziki: sbornik statey, «Nauka» M.1967. (in Russian)
 - [2] G.P.Barnard, B.Sc., A.Inst.P., Grad.I.E.E. Proc. Phys. Soc., 47 (1935) 477-501.
 - [3] M.F. Kotkata, M. Füstoss-Wegner, L. Toth, G. Zentai, S.A. Nouh. J.Phys. D: Appl.Phys., 26 (1993) 456-460.
 - [4] Jecu Doina, Jaklovszky Jene, Trutia Atanasie et al., J.Non-Cryst.Solids, 90, №1-3 (1987) 319-322.
 - [5] O. Watanabe, S. Tamaki. Electrochim. acta, 13, №1 (1968) 11-17.
 - [6] I.A. Paribok-Aleksandrovich. Uch. zap. Vologodsk. Gos. Ped. In-ta, 39 (1969) 240-246.(in Russian)
 - [7] B.F. Bilenkiy, M.V. Pashkovskiy. Visnik Lvivsk. Un-tu. Ser. phiz., 13, №5 (1969) 71-72.
 - [8] Ohsaka Toshiaki. J.Non-Cryst.Solids, 17, №1 (1975) 121-128.
 - [9] A. Felts. Amorphnie i stekloobraznje neorganicheskie tverdie tela. M.; Mir, 1986. (in Russian)
 - [10] N. Mott, E. Davis. Elektronnie protsesi v nekristallicheskikh veshestvakh. M.; Mir, 1982. (in Russian)
 - [11] M.F. Kotkata, S.A. Nouh, L. Farkas and M.M.Radwan, Journal of Materials Science, 27, №7 (1992) 1785-1794.
 - [12] N.Z. Jalilov, S.I. Mekhtieva, G.M. Damirov i dr., Izv. NAN Azerb., seriya phiz. mat. i tekhn., phiz. i astr., XXVII, №5 (2007). (in Russian)
 - [13] F. Urbach, Phys. Rev., 92 (1953) 1324.
 - [14] N.F. Mott, E.A. Davis, Electronic Processes in Non Crystalline Materials, Clarendon Press, Oxford, 1979.
 - [15] H.P.D. Langon, Phys. Rev., 130 (1963) 134.
 - [16] J. Tauc, In: Optical Properties of Solids (F.Abeles, ed.), North-Holland, Amsterdam, (1970) 277.
 - [17] E.A..Davis, N.F. Mott, J.Non-Cryst. Solids, 4 (1970) 107.
 - [18] Ya.G. Klyava. FTT, 27 (1985) 1350. (in Russian)
 - [19] V.L. Bonch-bruevich, UFN, 140 (1983) 583. (in Russian)
 - [20] P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett., 37 (1975) 953.
 - [21] R.A. Street. N.F. Mott, Phys. Rev. Lett., 35 (1975) 1293.
 - [22] N.F. Mott, E.A. Davis, R.A. Street, Phil. Mag. B, 32 (1975) 961.
 - [23] M. Kastner, D. Adler, H. Fritzsche, Phys. Rev. Lett., 37 (1976) 1504.
 - [24] H. Fritzsche, M. Kastner, Phil. Mag. B, 37 (1978) 285.
 - [25] D.Jecu, J.Jaklovszky, A.Trutia et. al. J. Non-Cryst. Sol., 90 (1987) 319.

N.Z. Cəlilov, Q.M. Dəmirov

Se-S SİSTEMİNİN AMORF BƏRK MƏHLULLARININ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

İşdə dalğa uzunluğunun 0.38 ± 1.00 mkm intervalında $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ ($x=0;5;10;20;30;40;50$) sisteminin nazik nümunələrinin fotokeçiriciliyi ölçülmüşdür. $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ sisteminin tərkibdən asılı olaraq fotokeçiriciliyinin dəyişməsi onlarda məxsuslu yüklü defektlərin olması modeli əsasında izah olunur. Bu defektlər qadağan olunmuş zonanın daxilində neytral D^0 defektindən D^+ və D^- defektlərinin yaranması ilə bağlıdır. Bu tip defektlər atomların düzülüş quruluşunun dəyişməsi, yəni yaxın nizamlı düzülüşün dəyişməsindən asılıdır.

Н.З. Джалилов, Г.М. Дамиров

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМЫ Se-S

Работа содержит результаты измерения фотопроводимости пленочных образцов системы $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ ($x=0;5;10;20;30;40;50$) в интервале длин волн $0,38 \pm 1,00$ мкм. Изменение фотопроводимости в зависимости от состава системы $\text{Se}_{100-x}\text{S}_x$ объясняется в рамках модели собственных заряженных дефектов в некристаллических полупроводниках и их изменением, т.е. наличием в запрещенной зоне дефектов D^+ и D^- , образующихся из исходных, нейтральных дефектов D^0 , что связано с изменением характера конфигураций атомов и ближнего порядка.

Received: 18.06.09

INVESTIGATION OF POTENTIAL BARRIER HEIGHT OF SCHOTTKY DIODE Al-TiCu/n-Si

I.M. AFANDIYEVA

*Institute for Physics Problems of Baku State University
Az-1148, Baku, Z. Khalilov str., 23*

Al-TiCu/n-Si diodes with polycrystalline metallic film obtained by the method of magnetron sputtering and satisfying to demands of diode theory, have been investigated in temperature interval 298-458K. Diode matrix has 14 diodes the dimensions of which change from $1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ up to $14 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$. In spite of current change on several orders at voltage change in range (0,1- 0,5)V, the VAC deflection on electron emission theory is observed. The barrier height is defined by several methods. The dependence of barrier height on temperature and diode geometrical sizes has been revealed. The heterogeneity on barrier height is investigated with application of Gaussian distribution. The values of potential barrier height $\Phi_{bo} = 0,59 \text{ eV}$ and deflection parameter $\sigma_0 = 0,088 \text{ V}$ have been defined on the base of dependence of barrier height Φ_{bo} at zero correction.

INTRODUCTION

The semiconductor diodes on the base of Schottky barrier because of its many advantages [1-3] are used in integrated circuits last years. Meanwhile, the tracing technology of single crystalline metal films is connected with carrying out of many complex operations [4]. The polycrystalline metal films are characterized by grain small dimension and consequently, by large length of grain boundary because of which they have the set of physical-mechanical properties [5-7]. The cheapness and easy accessibility of technological process and also interesting electro-physical properties caused by metal structure present the interest for formation of new instruments and elements of electronic circuits of low dimensions working in narrow range of contributor change [7-8].

The goal of present paper is to define the "real" value of barrier height of Schottky barrier Al-TiCu/n-Si. The diodes are obtained by methods of alloy magnetron sputtering on semiconductor substrate (Si(111), $\rho=0,7 \Omega \text{ cm}$) [8]. The diode matrix has 14 diodes the areas of which vary from $1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ up to $14 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$. In the present paper the investigation results of diodes №1, №3 и №13 are presented.

RESULTS AND DISCUSSION

According to theory of thermal electron emission (TEE), the current dependence on voltage for CMS is described by expression [1-5, 9-11]:

$$I = I_o \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \quad (1)$$

where I_o is saturation current obtained from obtained from characteristic cutoff $\ln I - V$ at $V=0$:

$$I_o = A A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{bo}}{kT}\right) \quad (2)$$

A is diode area, A^* is Richardson constant ($264 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ for n-Si (111)), Φ_{bo} is barrier height at zero shift. The idealness index n is defined by expression (1), as:

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d \ln I} \right) \quad (3)$$

We obtain VAC of Schottky diodes Al-TiCu/n-Si for all samples in temperature interval (298-458)K at direct (0,1- 0,5)V and reversal (0,1-15)V shift correspondingly (fig.1).

As a result of carried investigations it is observed the VAC deviation from characteristics inherent in "ideal" CMS that is obviously caused by interface heterogeneity [6]. The step dependence $\ln I - V$ doesn't allow us determining of barrier height for whole range of applied voltage. The height of potential barrier and idealness index are defined from dependence linear part. The dependence of obtained values Φ_{bo} and n on temperature and contact geometric sizes has been revealed. Temperature dependence of electric characteristics of many CMS described in [9,12], deviation of barrier height and idealness index on TEE especially at low temperatures show that standard TEE can't totally explain the given phenomena [13].

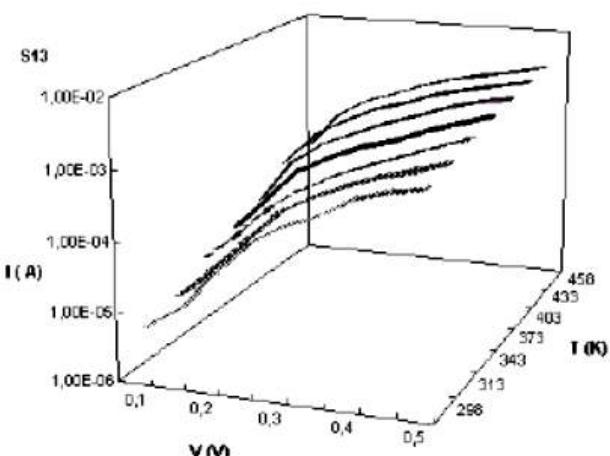


Fig.1. VAC of Al-TiCu/n-Si diode (№13) at direct shift.

According to Schottky theory in ideal contact metal-semiconductor, the potential barrier height is defined by difference of metal work functions of contacting materials [1-5]. From papers it is known that metal work function depends on its nature, structure and surface contamination factor

[7,14]. Moreover, the work function of polycrystalline film depends on surface coordinate and is expressed by formula:

$$\Phi_{aver.} = \frac{1}{S_s} \int_S \Phi(y, z) dy dz \quad (4)$$

In such case we can say that CMS barrier height with polycrystalline metallic film changes from point to point along whole contact area. The deviations from classic theory of thermo-electronic emission are investigated by different authors [3,5,10-13]. In Tung's article for explanation of usually observable deviations [15,16], the heterogeneous interface is considered as system of discrete regions or "ways" of low barriers introduced in regions of more high barriers. Song and other authors [17] have introduced the analytical model of potential fluctuations. Schmitzsdorf and others [18,19] have used Tung theoretical approach and found the linear correlation between experimental BH value and idealness index. The BH dependence on idealness index for Al-TiCu/n-Si diodes obtained by experiment is shown on fig.2. The extrapolation of dependence to $n=1$ gives the height of homogeneous barrier 0.54eV, 0.5368eV and 0.535eV correspondingly for diodes №1, №3 and №13. However, as it is seen from fig.2 there is no correlation between obtained values.

Considering the contact as many parallel diodes with different BH which independently promote to current transfer, the total current through Schottky diode with heterogeneity on BH can be expressed in following form [3]:

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi \quad (5)$$

where $I(\Phi_b, V)$ current at V shift for SchD, based on ideal TEE and $P(\Phi_b)$ (normalized distribution function giving the accuracy probability for barrier height).

The contact characteristics presenting itself the system of discrete regions with different barrier heights is obtained on the base of potential fluctuation model [3,9,17,19] after average of spatially heterogeneous on interface parameters. For this usually one can use the general rule of finding of average value if distribution function of P value on surface is given, and the supposition that BH is satisfied to normal distribution law (Gauss distribution):

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_b - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (6)$$

where $\frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}}$ is normalization constant of Gauss distribution of BH. $\bar{\Phi}_{b0}$ is barrier height, σ_0 is deviation parameter. The total current $I(V)$ through Schottky barrier at V shift is defined by the following expression [3,9,19]:

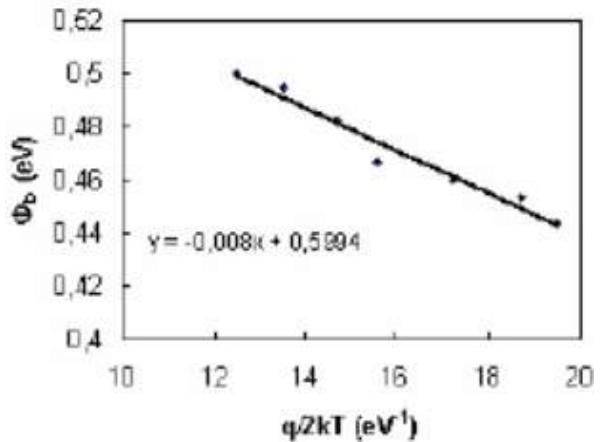
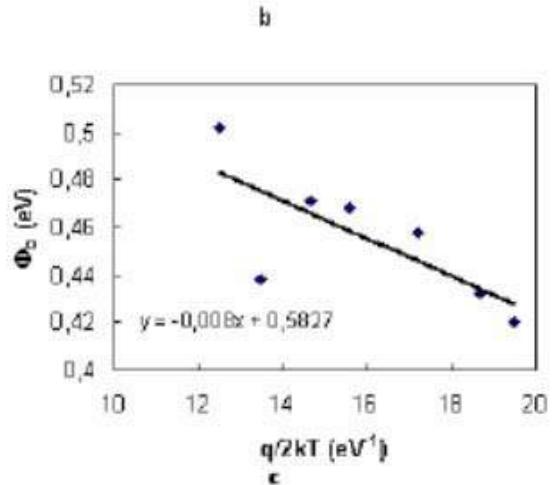


Fig.2. Linear dependence of BH on idealness index at different temperatures (a is №1, b is №3, c is №13).

$$I(V) = AA^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\Phi} - \frac{q\sigma_0^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{qV}{nkT} - 1\right) \quad (7)$$

The supposition on Gauss distribution of BH values leads to the following expression for barrier height [3,9,19]:

$$\Phi_b = \bar{\Phi}_{bo} - \frac{q\sigma_0^2}{2kT} \quad (8)$$

where $\bar{\Phi}_{bo}$ is average barrier height at zero shift, σ_0 is standard deviation at zero shift.

On the fig.2 BH dependence Φ_b on $q/2kT$ at zero shift is defined by direct line the extrapolation of which has the following values $\bar{\Phi}_{bo}(T=0)$ and σ_0 .

The values $\bar{\Phi}_{bo}$ and σ_0 are equal to 0.59eV, 0.58eV, 0.599eV and 0.088V, 0.089V, 0.089V correspondingly. The barrier height values obtained by Gauss method exceed the values obtained by other calculation methods. The deviation

parameter σ_0 testifies on heterogeneous barrier. As it is seen from carried out investigations it is impossible to define the barrier height of Al-TiCu/n-Si diode uniquely.

Taking into consideration the polycrystalline structure of metal film CMS Al-TiCu/n-Si we can conclude that contact heterogeneity is caused by granular structure of metal film.

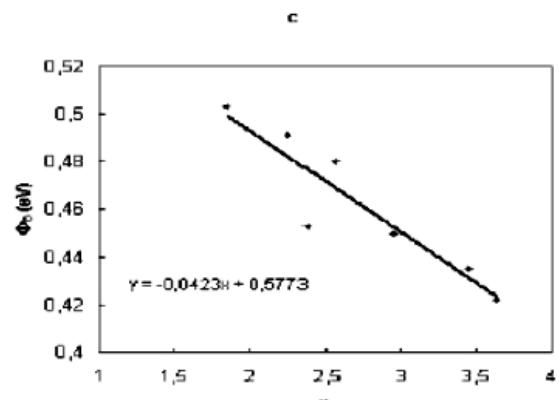
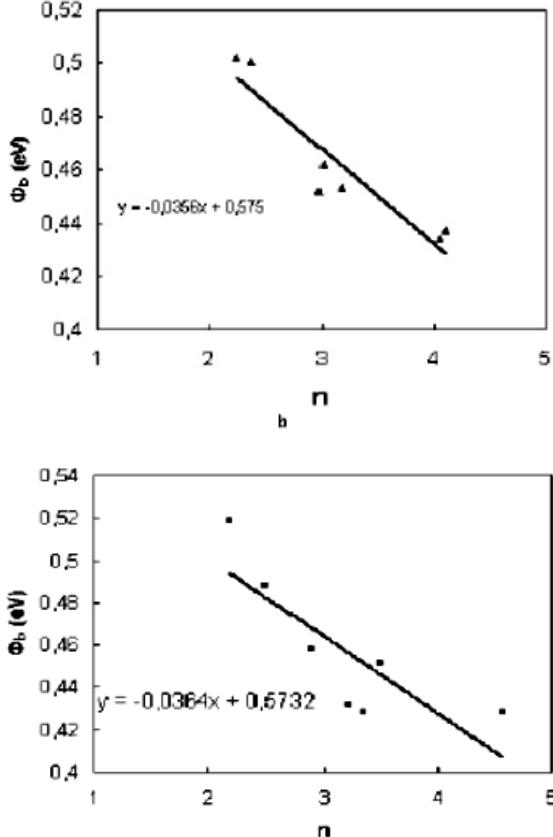


Fig.3. The dependence BH at zero shift Φ_b on $q / 2kT$ for SchD Al-TiCu/n-Si according to Gauss distribution (a is №1, b is №3, c is №13).

CONCLUSION

The parameter analysis SchD Al-TiCu/n-Si reveals the temperature dependence of barrier height and ideality index that testifies about heterogeneity of interface. The fluctuations of barrier height in these SchD are explained to some extent by supposition of BH Gauss distribution. Obtained by given investigations the BH values $\bar{\Phi}_{bo}(T=0)$ and parameter of standard deviation σ_0 change in the following region (0.58-0.59)eV and (0.088 - 0.089)V correspondingly. The parameter dependence on contact geometric sizes is observed. The parameter fluctuations are most probably caused by the polycrystalline structure of metallic film.

-
- [1] S.M. Zi. Fizika poluprovodnikovikh priborov. Moskva, Mir. 1981. (in Russian).
 - [2] E.H. Rhoderick, R.H. Williams. Metal-Semiconductor Contacts, 2nd Edition, Clarendon Press, Oxford, 1988.
 - [3] V.I. Strikha. Teoreticheskiye osnovi raboti kontakta metal-poluprovodnik. Naukova Dumka, Kiyev, 1974. (in Russian).
 - [4] J. Pout, K. Tu, J. Meyer. Tonkiye plenki. Vzaimnaya diffuziya i reakcii. Moskva, Mir. 1982. (in Russian).
 - [5] P.N. Krilov. Vestnik Udmurtskogo Universiteta, 2006, №4, s.125-136. (in Russian).
 - [6] I.M. Efendiyeva. Opredeleniye effektivnoy tolshchini zazora KMP s polikristallicheskim metallicheskim sloyem. Trudi mejdunar.Konferencii. «Nauchno-tekhich. Progress i sovremennaya aviaciya», Baku, fevr. 2009. c.311-312. (in Russian). (in Russian).
 - [7] Sh.G. Askerov. Vliyaniye stepeni neodnorodnosti grani ci razdela na elektrofizicheskiye svoystva struktur metal-vakuum i metalpoluprovodnik.: Dissert. na soisk. uch. step. Dok. fiz.-mat. Nauk. 1992. (in Russian).
 - [8] Sh.S. Aslanov. Fizicheskiye i konstruktivniye osobennosti formirovaniya metallicheskikh kontaktov kremniyevikh diodov shottki. Dissert. na soisk. uch. step. kand. fiz.-mat. nauk. 1998. (in Russian).
 - [9] S.Karatas, S.Altindal, A. Turut, A.Ozmen Applied Surface Science, 2003, 217, 250.
 - [10] S. Altindal, S. Karadeniz, N. Tuğluoğlu, A. Tataroğlu. Solid-State Electron., 2003, 47, 1847.
 - [11] G. Larrieu, E. Dubois, X. Wallart. J.Appl. Phys., 2003, 94, 12.7801.
 - [12] Shiyang Zhu, R.I. Van Meirhaeghe, S. Forment. Solid State Electron., 2004, 48, 1, 29-35.
 - [13] Z. Tekeli, S. Altindal, M. Cakmak, S. Ozcelik. Journal of Appl.Physics, 2007, 102, 054510.
 - [14] K. Chopra, S. Das. Thin Film Solar Cells, Moskow, "Mir", 1986, p.440.
 - [15] R.T. Tung, Phys. Rev. B 45 (1992) 13509.
 - [16] R.T. Tung, A.F.J. Levi, J.P. Sullivan and F. Schrey Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 72.
 - [17] Y.P. Song, R.L. Van Meirhaeghe, W.H. Lafleure and F. Cardon. Solid-State Electron, 1986, 29, 633.
 - [18] R.F. Schmitsdorf, T.U. Kampen, W. Monch. Sur.Sci. 1995, 324, 249.
 - [19] I. Dokme, Semsettin S. Altindal, I.M. Afandiyeva. Semiconductor Science and Technology, 2008, 23, 035003, 1.

I.M. Əfəndiyeva

Al-TiCu/n-Si ŞOTTKİ DİODU POTENSİAL BARYERİN HÜNDÜRLÜYÜNÜN TƏDQİQİ

Maqnetron tozlanma üsulu ilə alınmış diod nəzəriyyəsinin tələblərini ödəyən polikristal metal təbəqəli Al-TiCu/n-Si diodları (298-458)K temperatur oblastında tədqiq edilmişdir. Diod matrisi sahələri $1 \cdot 10^{-6} \text{cm}^2$ - $14 \cdot 10^{-6} \text{cm}^2$ intervalında dəyişən 14 dioddan ibarətdir. Gərginlik (0,1 -0,5)V diapazonunda dəyişdikdə cərəyanın qiyməti bir neçə tərtib dəyişməsinə baxmayaraq volt-amper xarakteristikalarının termoelektron emissiya nəzəriyyəsindən kənara çıxmazı müşahidə olunur. Baryerin hündürlüyü bir neçə metodla hesablanmışdır. Baryer hündürlüğünün temperaturdan və diodun həndəsi ölçülərindən asılılığı aşkar edilmişdir. Baryer hündürlüğünün qeyri-bircinsliyi Hauss normal paylanmasıın tətbiq edilməsilə hesablanmışdır. Potensial baryer hündürlüyü Φ_{B0} -nin $1 / 2kT$ -dan asılılığı əsasında potensial baryerin hündürlüyü ($\bar{\Phi}_{bo} = 0,59 \text{eV}$) və kənaraçıxma parametri hesablanmışdır $\sigma_0 = 0,088 \text{V}$.

И.М. Эфендиева

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОТЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА
ДИОДА ШОТТКИ Al-TiCu/n-Si**

Диоды Al-TiCu/n-Si с поликристаллической металлической пленкой, полученные методом магнетронного распыления и удовлетворяющие требованиям диодной теории, были исследованы в области температур 298-458К. Диодная матрица содержит 14 диодов, размеры которых изменяются от $1 \times 10^{-6} \text{cm}^2$ до $14 \times 10^{-6} \text{cm}^2$. Несмотря на изменение тока на несколько порядков, при изменении напряжения в диапазоне (0,1- 0,5)V наблюдается отклонение ВАХ от теории термоэлектронной эмиссии. Высота барьера определена несколькими методами. Выявлена зависимость высоты барьера и коэффициента отклонения от температуры и геометрических размеров диодов. Неоднородность по высоте барьера исследована с применением нормального распределения Гаусса. На основе зависимости высоты барьера Φ_{B0} при нулевом смещении от $1 / 2kT$ определены значения высоты потенциального барьера $\bar{\Phi}_{bo} = 0,59 \text{ эВ}$ и параметра отклонения $\sigma_0 = 0,088 \text{ В}$.

Received: 24.08.09.

**THERMAL EXTENSIONS AND POLYMORPHOUS TRANSITIONS IN
 $\text{Cu}_{2-x}\text{A}_x\text{Se}$ ($x=0, 0.2, 0.4$; $\text{A}=\text{Ag}, \text{Zn}$), CuAgSe , $\text{CuAgSe}_{0.5}(\text{S},\text{Te})_{0.5}$ CRYSTALS**

U.G. ASADOV, A.G. BABAYEV, U.I. ALIYEV, F.G. MAGERRAMOV, R.D. ALIYEVA
H.M. Abdullayev Institute of Physics of NASA, Baku, AZ-1143, H. Javid ave., 33

The single crystals $\text{Cu}_{2-x}\text{A}_x\text{Se}$ ($x=0, 0.2, 0.4$; $\text{A}=\text{Ag}, \text{Zn}$), CuAgSe , $\text{CuAgSe}_{0.5}(\text{S},\text{Te})_{0.5}$ have grown up by Bridgeman method and synthesized; all existing polymorphous transformations have fixed by the method of high-temperature roentgen diffractometry in temperature interval 290-1000K. From temperature dependence of lattice parameters the thermal expansions are calculated by the main crystallographic directions.

Among many applications of the method of high-temperature roentgenography in physics of materials, the study of polymorphous transformations and thermal expansions is important one. It is impossible to discuss the material polymorphism without results of high-temperature roentgenographic investigations. The material thermal expansion is usually studied by dilatometry method. However, the possibility of carrying out the investigation on the sample is the advantage of the method of high-temperature roentgenography. The anisotropy study of thermal expansion not only on micro-crystalline but on semi-crystalline samples and also in phase mixture can be carried out with the help of method of high-temperature roentgenography. The "roentgen diffractometry" gives the possibility to differentiate the phase transitions of I and II type that is very difficult by the methods of usual dilatometry as even so precision dilatometers under their persistence can't differ the measurement of sample length with temperature $l=f(T)$ at phase transitions from discontinuous change of curve $l=f(T)$ at phase transitions of I type. Below the results of polymorphous transformation study and the calculations of thermal expansions by the main crystallographic directions of modifications existing in the crystals of above mentioned compositions are given.

The synthesis $\text{Cu}_{2-x}\text{A}_x\text{Se}$ ($x=0, 0.2, 0.4$; $\text{A}=\text{Ag}, \text{Zn}$), CuAgSe , $\text{CuAgSe}_{0.5}(\text{S},\text{Te})_{0.5}$, physicochemical analysis and growing up of single crystals are described in works [1,2] in detail.

The single crystals of above mentioned compositions are investigated on ДРОН-3М diffractometer (CuK_α is radiation, $\lambda_\alpha=1,5418 \text{ \AA}$, Ni is filter) with high-temperature attachment YPBT-2000 providing the vacuum 10^{-2} Pa , angular resolution

of record is $\sim 0.1^\circ$, the mistake of reflection angle definition doesn't exceed $\Delta\theta=\pm 0.02^\circ$.

1. Cu_2Se . Cu_2Se single crystals are easily chipped in direction [001]. The six clear diffraction peaks with (001), (022), (027), (040), (055) and (0.0.18) are fixed from crystals at room temperature in angle interval $10^\circ \leq 2\theta \leq 90^\circ$. Not changing this crystal orientation the stove is switched on and the records are made in temperature interval 290-573K. All diffraction reflections higher 423K belong to low-temperature orthorhombic modification disappear and the diffraction reflections with indexes (111), (222) and (333) belonging to high-temperature HCC modification are fixed in previous temperature interval. It is established that balance temperature between modifications $T_0=407\pm 1\text{K}$.

The calculation of lattice parameters of orthorhombic and HCC modifications is given in table 1 and graphically on the fig.1.

From values of lattice parameters the thermal expansion along main crystallographic directions which is given in table 2, has been calculated.

The dependences of strengths of orthorhombic and HCC modifications on temperature shows that strength at equilibrium temperature of $T_0=407\text{K}$ modifications changes by jump $0,061\text{g/sm}^3$.

Note that the concentration change takes place in the dependence on transformation multiplicity, i.e. $\text{Cu}_2\text{Se} \rightarrow \text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ ($x=0,20$) transition takes place with cuprum extraction on Cu_{2-x}Se block boundaries. This non-stoichiometric composition also has HCC lattice with parameter $a=5.740\text{\AA}$. This composition is stable in temperature region from room one up to melting point.

Table 1.

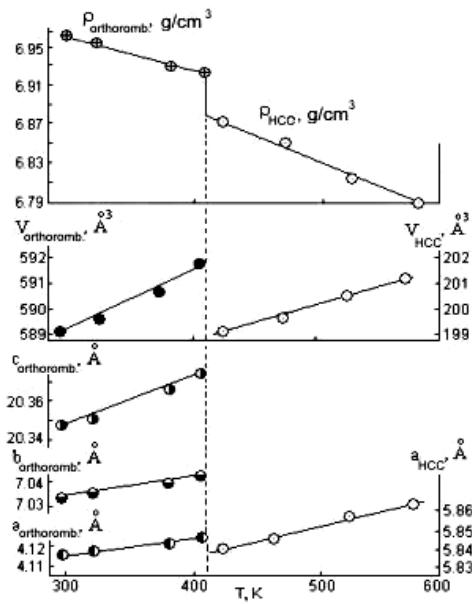
Crystallographic parameters of Cu_2Se at different temperatures.

T_{exp} , K	Modification	Lattice parameters, \AA			Z	Sp. gr.	$V, \text{\AA}^3$	$\rho, \text{gr/cm}^3$
		a	b	c				
293	Orthorhombic	4.117	7.032	20.347	12	$P\bar{2}2_1$	589.061	6.968
323	Orthorhombic	4.118	7.034	20.351	12	$P\bar{2}2_1$	589.487	6.963
373	Orthorhombic	4.121	7.038	20.367	12	$P\bar{2}2_1$	590.716	6.948
405	Orthorhombic	4.125	7.042	20.380	12	$P\bar{2}2_1$	592.003	6.933
423	HCC	5.839			4	$F\bar{4}3m$	199.074	6.827
473	HCC	5.844			4	$F\bar{4}3m$	199.586	6.855
523	HCC	5.855			4	$F\bar{4}3m$	200.715	6.816
573	HCC	5.862			4	$F\bar{4}3m$	201.436	6.792

Table 2.

 Thermal expansion of orthorhombic and HCC modifications of Cu_2Se crystal.

T, K	$\alpha_{[100]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[010]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]}}{3} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\beta = \alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$
293-323	8.097	9.480	6.553	8.043	24.130
293-373	12.145	10.666	12.287	11.699	35.098
293-405	17.350	12.697	14.481	14.843	44.528
423-473	17.126			17.126	51.378
423-523	27.402			27.402	82.206
423-573	26.260			26.260	78.780


 Fig. 1. Temperature dependence of lattice parameters, volume and strength of orthorhombic and HCC modifications of Cu_2Se .

2. $\text{Cu}_{1.80}\text{Zn}_{0.20}\text{Se}$. $\text{Cu}_{1.80}\text{Zn}_{0.20}\text{Se}$ single crystals are easily chipped on [011] directions. The six diffraction reflections which are indicated on the base of parameters of orthorhombic and HCC modifications are fixed at room temperature in $30^\circ \leq 2\theta \leq 70^\circ$ angle interval from such samples, i.e. the high-temperature HCC modification is stabilized at room temperature.

The parameters of elementary cell of orthorhombic modifications are calculated from reflections with (009), (0 0 10), (1 0 10), (042), (043) and (044) and HCC modifications from (220), (311) and (222) reflections in temperature region 290-870K which are given in table 3 and graphically shown on fig.2. The thermal expansions are calculated from lattice parameters of both modifications (table 4).

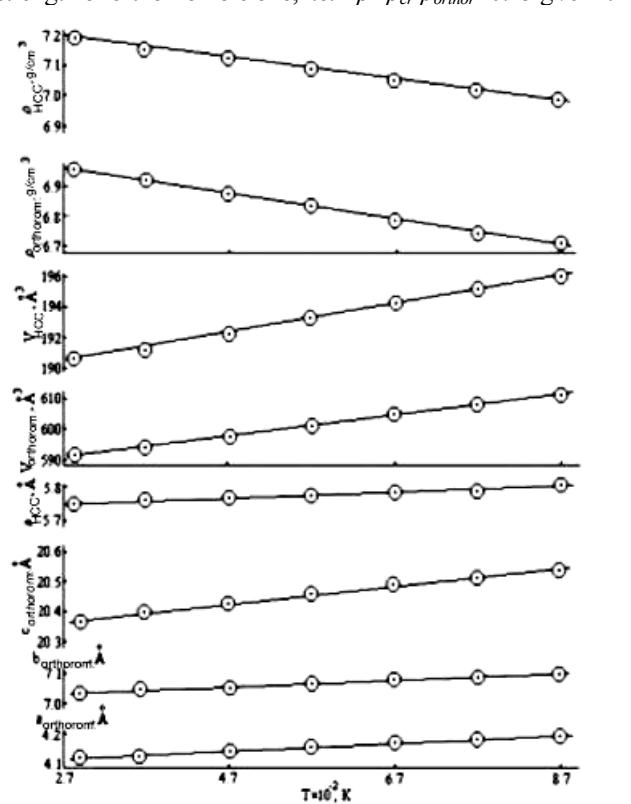

 Fig. 2. Temperature dependence of lattice parameters of orthorhombic and HCC modifications of $\text{Cu}_{1.80}\text{Zn}_{0.20}\text{Se}$.

Table 3.

 Crystallographic parameters of $\text{Cu}_{1.80}\text{Zn}_{0.20}\text{Se}$ at different temperatures.

T_{exp} , K	Modification	Lattice parameters, Å			Z	Sp. gr.	V , Å³	ρ , g/cm³
		a	b	c				
290	Orthorhombic HCC	4.127	7.033	20,362	12 4	P222 ₁ Fm3m	591.011 190.705	6.957 7.187
		5.756						
370	Orthorhombic HCC	4.131	7.049	20,409	12 4	P222 ₁ Fm3m	594.298 191.601	6.919 7.153
		5.765						
470	Orthorhombic HCC	4.149	7.054	20,439	12 4	P222 ₁ Fm3m	598.189 192.300	6.875 7.126
		5.772						
570	Orthorhombic HCC	4.156	7.070	20,471	12 4	P222 ₁ Fm3m	601.498 193.301	6.836 7.091
		5.782						
670	Orthorhombic HCC	4.167	7.088	20,506	12 4	P222 ₁ Fm3m	605.659 194.406	6.790 7.050
		5.793						
770	Orthorhombic HCC	4.189	7.089	20,517	12 4	P222 ₁ Fm3m	609.269 195.314	6.749 7.018
		5.802						
870	Orthorhombic HCC	4.196	7.102	20,535	12 4	P222 ₁ Fm3m	611.943 196.224	6.720 6.985
		5.819						

Table 4.

 Thermal expansion of orthorhombic and HCC modifications of $\text{Cu}_{1.80}\text{Zn}_{0.20}\text{Se}$ crystal.

T, K	$\alpha_{[100]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[010]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]}}{3} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\beta = \alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$
290-370	12.115	28.437	28.853	23.135	69.405
290-470	29.615	16.588	21.009	22.404	67.212
290-570	25.096	18.789	19.118	21.001	63.003
290-670	25.506	20.580	18.611	21.566	64.697
290-770	31.298	16.588	15.859	21.248	63.745
290-870	28.826	16.915	14.659	20.130	60.390
290-370	19.545			19.545	58.635
290-470	15.443			15.443	46.329
290-570	16.332			16.332	48.996
290-670	16.916			16.916	50.748
290-770	16.649			16.649	49.947
290-870	16.425			16.475	49.425

3. CuAgSe. CuAgSe compound forms at $\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Ag}_2\text{Se}=1:1$ relation on peritectic reaction at temperature 1033K [3]. The structure of low-temperature phase CuAgSe in [3] is determined as tetragonal one with lattice parameters $a=4.083 \text{ \AA}$, $c=6.30 \text{ \AA}$, $Z=2(\text{CuAgSe})$, P4/nmm and $\rho=7.91 \text{ gr/cm}^3$. In [4] the crystalline structure CuAgSe is determined as orthorhombic one with lattice parameters $a=4.105 \text{ \AA}$, $b=20.35 \text{ \AA}$, $c=6.31 \text{ \AA}$, $Z=10$ and $\rho=7.885 \text{ gr/cm}^3$. The last one is superstructural tetragonal lattice. The orthorhombic lattice parameter b is multiple to five tetragonal lattice parameters b ($b_p=5b_m$). According to data [4] Ag atoms in orthorhombic structure CuAgSe are in planes perpendicular to axis c . 4 Ag are on distance 2.96 \AA and 6Se are on distances 2.67 \AA (4Se), 3.59 \AA (1Se) and 3.64 \AA (1Se). Se atoms form the extended tetrahedrons in centers of which Cu atoms are. The distance is Se-Se=3.03 \AA , Cu-Se=2.06-2.50 \AA and the least distance is Cu-Ag=2.98 \AA .

In [5] it is shown that orthorhombic modification at 504K transforms into high-temperature HCC modification with elementary cell parameter $a=6.082 \text{ \AA}$.

The 11 clear diffraction reflections are fixed at room temperature from CuAgSe single crystals in $10^\circ \leq 2\theta \leq 90^\circ$ angle interval. All fixed reflections are clearly indicated on the base of orthorhombic lattice parameters. The 11 diffraction reflections fixed at room temperature up to

temperature 495K stay constant. At 545K all 11 diffraction reflections disappear and four new reflections from planes with indexes (111), (200), (220) and (311) of high-temperature HCC modification with elementary cell parameters: $a=6.082 \text{ \AA}$, $Z=4$, sp. gr. Fm3m and $\rho=7.389 \text{ gr/cm}^3$ are fixed in the previous angle interval. The equilibrium temperature between modifications is equal to $T_0=504 \pm 1 \text{ K}$.

The transformations in CuAgSe are reversible ones and take place by type of single crystal – single crystal.

The temperature dependence of lattice parameters is presented in table 5 and graphically on fig.3. As it is seen from fig.3 all three parameters of orthorhombic and a parameter of HCC modifications in the dependence on temperature linearly increase.

The thermal expansion coefficients (table 6) have been calculated from temperature dependence of lattice parameters of orthorhombic and HCC modifications in 295-595K temperature interval.

As it is seen from table 6 the linear expansion coefficient of orthorhombic modification on crystallographic direction [010] strongly differs from [100] and [001] ones. From this it is followed that the existence of anisotropic thermal expansion is the one of reasons of temperature instability of low-temperature modification CuAgSe.

Table 5.

Crystallographic parameters of CuAgSe at different temperatures.

T_{exp}, K	Modification	Lattice parameters, \AA			Z	Sp. gr.	$V, \text{\AA}^3$	$\rho, \text{gr/cm}^3$
		a	b	c				
295	Orthorhombic	4.104	20.350	6.310	10	P4/nmm	526.988	7.888
345	Orthorhombic	4.111	20.412	6.321	10	P4/nmm	530.419	7.837
395	Orthorhombic	4.116	20.515	6.337	10	P4/nmm	535.095	7.768
445	Orthorhombic	4.125	20.565	6.349	10	P4/nmm	538.590	7.718
495	Orthorhombic	4.130	20.614	6.366	10	P4/nmm	541.975	7.669
504	HCC	6.069			4	Fm3m	223.538	7.436
545	HCC	6.082			4	Fm3m	224.978	7.389
595	HCC	6.097			4	Fm3m	226.646	7.334

Table 6.

Thermal expansion of orthorhombic and HCC modifications of CuAgSe crystal.

T, K	$\alpha_{[100]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[010]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]}}{3} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\beta = \alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$
295-345	34.113	60.934	34.865	43.304	129.912
295-395	29.240	81.081	42.789	51.037	153.110
295-445	34.113	70.434	41.204	48.584	145.751
295-495	31.676	64.865	44.374	46.972	140.915
504-545	52.245			52.245	156.735
504-595	50.699			50.699	152.097

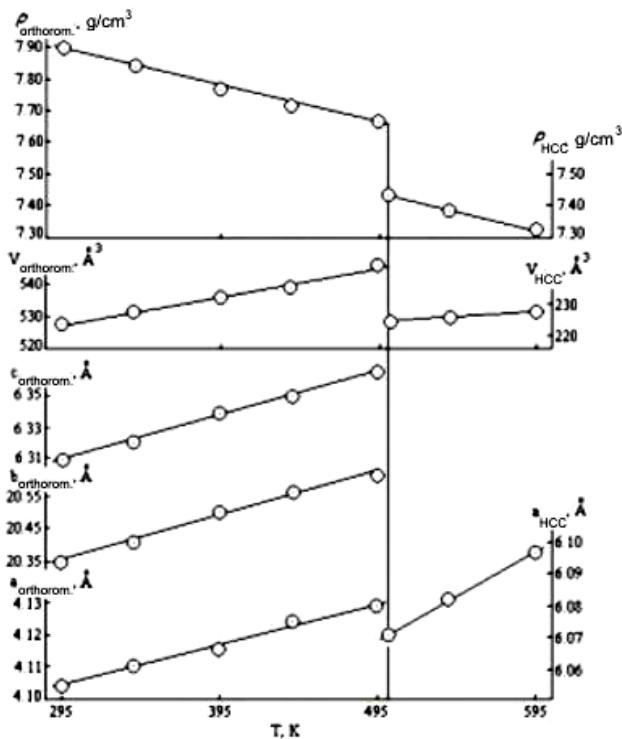


Fig.3. Temperature dependence of lattice parameters, volume and strength of orthorhombic and HCC modifications of CuAgSe.

The fact that polymorphous transformations in Cu₂Se and Ag₂Se compounds have reflected on triple compound is the another reason of temperature instability of low-temperature modification. Note that the value of lattice

parameters of low-temperature orthorhombic modification CuAgSe approximately corresponds to the values of lattice parameters of low-temperature orthorhombic modification Cu₂Se: $a=4.118 \text{ \AA}$, $b=7.032 \text{ \AA}$, $c=20.381 \text{ \AA}$.

In crystalline structure Cu₂Se Cu atoms are statistically distributed in tetrahedral spaces formed by Se atoms; in CuAgSe structure Ag atoms are distributed in the planes perpendicular to c axis and Cu atoms as in Cu₂Se are in the center of tetrahedrons formed by Se atoms. These structural differences and formed additional bonds Cu-Ag and Ag-Se are also the reason of increase of transformation temperature in CuAgSe ($T_0=504\text{K}$) in comparison with Cu₂Se ($T_0=407\text{K}$) and Ag₂Se ($T_0=408\text{K}$).

4. Cu_{1.6}Ag_{0.4}Se. The 18 clear diffraction reflections the 14 of which are indicated on the base of parameters of orthorhombic modification CuAgSe and the rest four and seven from fourteen are also indicated on the base of parameters of orthorhombic modification Ag₂Se, have fixed at room temperature from crystalline ingot Cu_{1.6}Ag_{0.4}Se of optional orientation in $10^\circ \leq 2\theta \leq 110^\circ$ angle interval.

From this it follows that Cu_{1.6}Ag_{0.4}Se crystals at room temperature are two-phase ones.

The stove had been switched on and through each 50K the control diffraction records had been carried out after record of diffraction reflections at room temperature. The changes in temperature interval 293-523K in numbers and diffraction reflection intensities don't take place. At 573K all diffraction reflections disappear and 7 new reflections belonging to high-temperature HCC modification with elementary cell parameter $a=5896 \text{ \AA}$ are fixed in previous angle interval.

Table 7.

Crystallographic parameters of Cu_{1.6}Ag_{0.4}Se at different temperatures.

T_{exp} , K	Modification	Lattice parameters, Å			Z	Sp. gr.	V , Å ³	ρ , gr/cm ³
		a	b	c				
293	CuAgSe-orthoromb.	4.104	20.350	6.310	10	P4/nmm	526.988	7.885
	Ag ₂ Se-orthoromb.	4.333	7.062	7.764	4	P2 ₁ 2 ₁ 2 ₁	237.576	8.237
373	CuAgSe-orthoromb.	4.105	20.396	6.318	10	P4/nmm	528.978	7.858
	Ag ₂ Se-orthoromb.	4.340	7.089	7.765	4	P2 ₁ 2 ₁ 2 ₁	238.900	8.192
473	CuAgSe-orthoromb.	4.120	20.453	6.301	10	P4/nmm	530.962	7.828
	Ag ₂ Se-orthoromb.	4.361	7.126	7.773	4	P2 ₁ 2 ₁ 2 ₁	241.558	8.101
523	CuAgSe-orthoromb.	4.153	20.533	6.312	10	P4/nmm	538.247	7.723
	Ag ₂ Se-orthoromb.	4.424	7.172	7.759	4	P2 ₁ 2 ₁ 2 ₁	246.185	7.949
573	Cu _{1.6} Ag _{0.4} Se-HCC	5.896			4	Fm3m	204.962	7.250
673	Cu _{1.6} Ag _{0.4} Se-HCC	5.903			4	Fm3m	205.692	7.223

The transformation temperature which is equal to $T_{tr}=540\pm2\text{K}$ has been established. The reversible transformation takes place by the type single crystal-single crystal. The temperature dependences of lattice parameters of both orthorhombic and HCC modifications in temperature interval 293-673K are given in table 7 and they are presented graphically on fig.4.

As it is seen from fig.4 the modification parameters at 473K crystallizing in Ag₂Se structure strongly deviate from linearity and a and b modification parameters crystallizing in Ag₂Se structure; c parameter saves the linearity up to transformation temperature. The parameter deviation from linearity at 473K of both orthorhombic phases is mainly connected with redistribution of two types of cations.

The temperature dependences of strength of existing phases are presented on fig.4. The difference of strengths of both modifications at transformation of low-temperature orthorhombic modification CuAgSe and Ag₂Se into unique HCC modification is: $\Delta\rho=0.70 \text{ gr/cm}^3$ and $\Delta\rho_2=0.47 \text{ gr/cm}^3$ correspondingly. As it has been mentioned this leads to single crystal – single crystal transformation.

The thermal expansion coefficients calculated from temperature dependence of lattice parameters of existing modifications in Cu_{1.6}Ag_{0.4}Se composition are given in table 8. As it is seen from table 8 the thermal expansion coefficients in both orthorhombic phases on main crystallographic directions strongly differ $\alpha_{[100]} < \alpha_{[010]} > \alpha_{[001]}$, i.e. the strong anisotropy exists. This is one of the main reasons of temperature instability of crystalline structure.

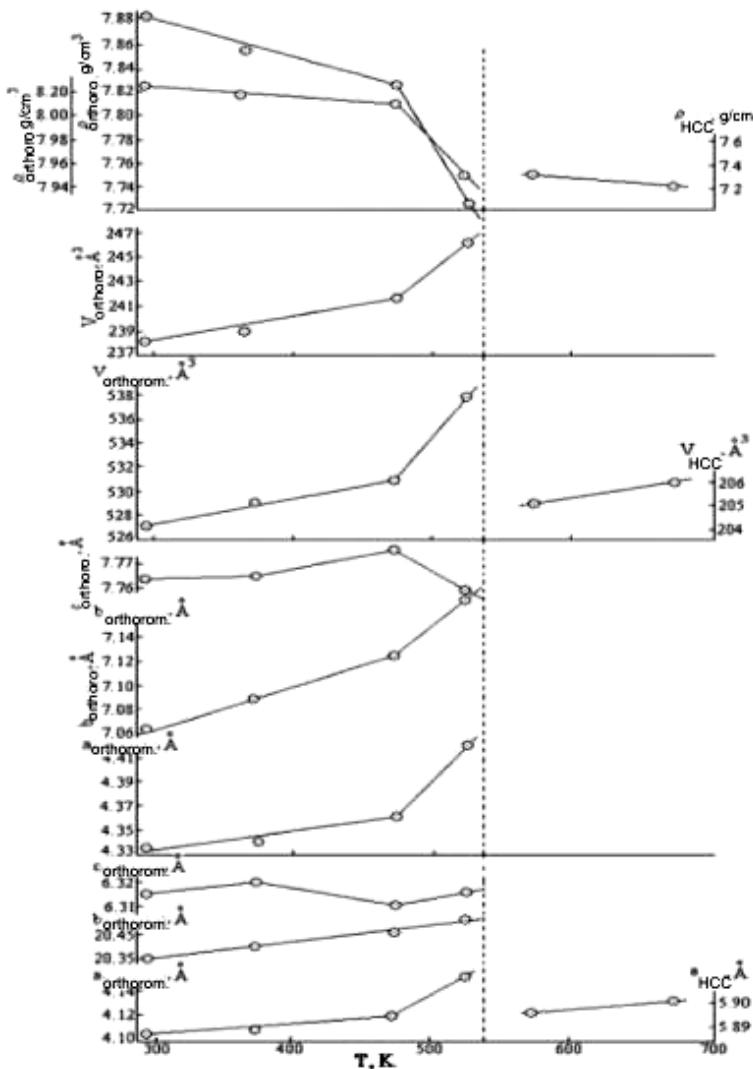


Fig.4. Temperature dependence of lattice parameters, volume and strength of orthorhombic and HCC modifications of $\text{Cu}_{1.6}\text{Ag}_{0.4}\text{Se}$.

Table 8.

Thermal expansion of orthorhombic and HCC modifications of $\text{Cu}_{1.6}\text{Ag}_{0.4}\text{Se}$ crystal.

T, K	$\alpha_{[100]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[010]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]}}{3} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\beta = \alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$
293-373	3.046	28.256	15.848	15.717	47.15
293-473	21.659	28.119	7.924	19.234	57.702
293-523	51.911	39.098	1.378	30.796	92.387
293-373	20.194	47.791	1.610	23.198	69.595
293-473	35.900	50.348	6.440	30.896	92.686
293-523	91.311	67.723	-2.800	52.078	156.234
573-673	11.872			11.872	35.616

5. $\text{CuAgSe}_{0.5}\text{S}_{0.5}$. The 16 clear diffraction reflections, induction of which proves the existence in the sample of two phases the one of which is identical one to low-temperature monoclinic $\text{Cu}_{1.96}\text{S}$ [6] and other one has the elementary cell of low-temperature orthorhombic CuAgSe [4], have fixed at 293K from optionally oriented crystal $\text{CuAgSe}_{0.5}\text{S}_{0.5}$ in angle interval $10^\circ \leq 2\theta \leq 100^\circ$.

The stove had been switched on and through each 100K the control records had been carried out after diffractogram record at room temperature. Note that the reflection number and their intensities fixed at room temperature stay constant with temperature increase. Only at 773K the 9 reflections belonging to high-temperature HCC modification with

elementary cell parameter: $a=6.356 \text{ \AA}$, $Z=4$, sp.gr. Fm3m in previous angle interval. It has been established that equilibrium balance between modifications is $T_0=695 \pm 2 \text{ K}$.

The elementary cell parameters of existing modifications in $\text{CuAgSe}_{0.5}\text{S}_{0.5}$ crystal in temperature interval 293-973K which are given in table 9 and graphically presented on fig.5 have been calculated from diffractogram.

As it is seen from fig.5 the elementary cell parameters a_2 , b_2 and c_2 of monoclinic $\text{Cu}_{1.96}\text{S}$ deviate from linearity at 373K, i.e. b_2 and c_2 parameters strongly increase and a_2 parameter decreases and linearly increases after 373K. The lattice parameters a_1 , and c_1 of modification having the orthorhombic structure CuAgSe at 473K deviate from

linearity. In spite of such behavior of lattice parameters of both modifications the essential changes don't take place in

diffraction numbers and their intensities in the dependence of temperature.

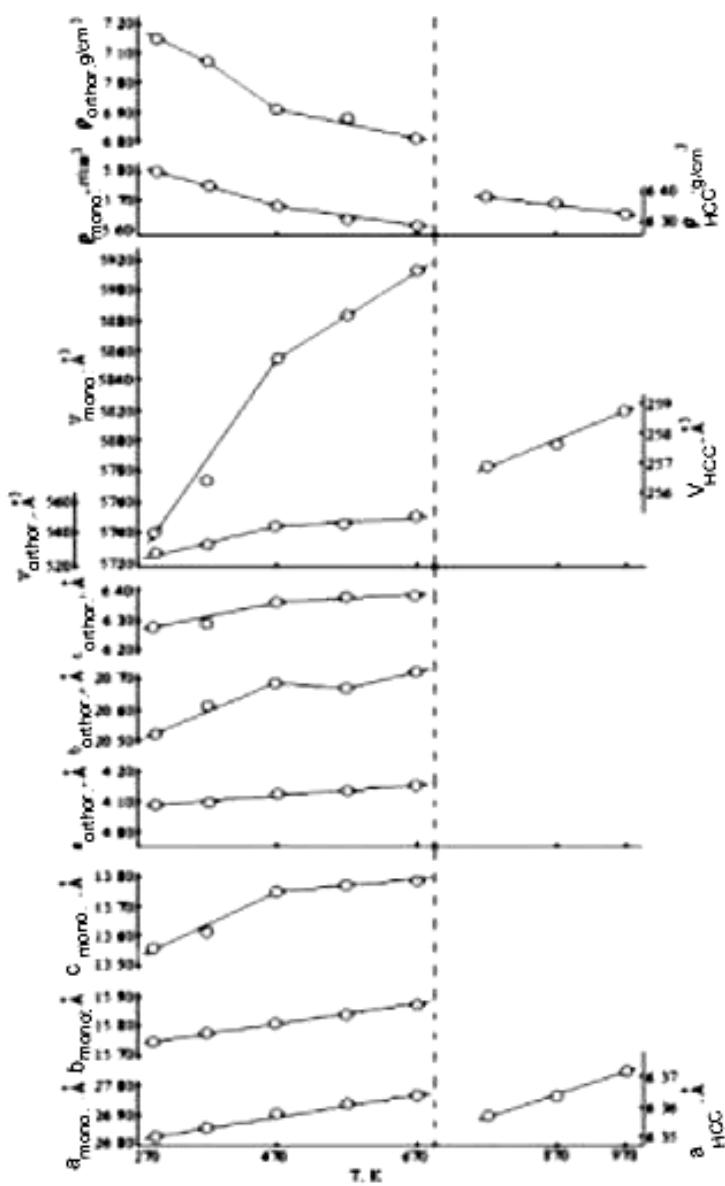


Fig.5. Temperature dependence of lattice parameters, volume and strength of orthorhombic and HCC modifications of $\text{CuAgSe}_{0.5}\text{S}_{0.5}$.

Table 9.

Temperature dependence of lattice parameters of modification of $\text{CuAgSe}_{0.5}\text{S}_{0.5}$ crystal in 293-973K temperature interval.

T_{exp} , K	Modification	Lattice parameters, Å			β	Z	Sp. gr.	V , Å³	ρ , gr/cm³
		a	b	c					
293	$\text{Cu}_{1.96}\text{Se}$ -orthorhomb.	26.827	15.745	13.565	90.13°	$8\text{Cu}_{31}\text{S}_{16}$ 10	P2 ₁ /n P4/nmm	5729.735 526.564	5.807 7.154
	CuAgSe -orthorhomb.	4.086	20.524	6.279					
373	$\text{Cu}_{1.96}\text{Se}$ -orthorhomb.	26.867	15.794	13.611	90.13°	$8\text{Cu}_{31}\text{S}_{16}$ 10	P2 ₁ /n P4/nmm	5775.656 531.860	5.761 7.083
	CuAgSe -orthorhomb.	4.103	20.615	6.288					
473	$\text{Cu}_{1.96}\text{Se}$ -orthorhomb.	26.913	15.811	13.763	90.13°	$8\text{Cu}_{31}\text{S}_{16}$ 10	P2 ₁ /n P4/nmm	5856.452 545.467	5.682 6.906
	CuAgSe -orthorhomb.	4.135	20.699	6.373					
573	$\text{Cu}_{1.96}\text{Se}$ -orthorhomb.	26.948	15.847	13.782	90.13°	$8\text{Cu}_{31}\text{S}_{16}$ 10	P2 ₁ /n P4/nmm	5885.534 546.672	5.654 6.891
	CuAgSe -orthorhomb.	4.138	20.681	6.388					
673	$\text{Cu}_{1.96}\text{Se}$ -orthorhomb.	26.971	15.884	13.804	90.13°	$8\text{Cu}_{31}\text{S}_{16}$ 10	P2 ₁ /n P4/nmm	5913.735 552.055	5.627 6.824
	CuAgSe -orthorhomb.	4.163	20.743	6.393					
773	HCC	6.356				4	Fm3m	256.774	6.376
873	HCC	6.363				4	Fm3m	257.624	6.355
973	HCC	6.372				4	Fm3m	258.718	6.328

Table 10.

Thermal expansion of CuAgSe_{0.5}S_{0.5} crystal.

T, K	$\alpha_{[100]} \cdot 10^6 K^{-1}$	$\alpha_{[010]} \cdot 10^6 K^{-1}$	$\alpha_{[001]} \cdot 10^6 K^{-1}$	$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]}}{3} \cdot 10^6 K^{-1}$	$\beta = \alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]} \cdot 10^6 K^{-1}$
293-373	52.007	55.423	17.917	41.782	125.347
293-473	66.623	47.370	83.170	65.721	197.163
293-573	45.451	27.320	61.998	44.923	134.769
293-673	49.592	28.080	47.778	41.817	125.450
293-373	18.638	38.901	42.388	33.309	99.927
293-473	17.810	23.288	81.091	40.730	122.189
293-573	16.109	23.137	57.132	32.126	96.378
293-673	14.126	23.232	46.365	27.908	83.723
773-873	11.013			11.013	33.039
773-973	12.587			12.587	37.761

The thermal expansion coefficients in CuAgSe_{0.5}S_{0.5} composition calculated from temperature dependence of lattice parameters of existing modifications are given in table 10. As it is seen from the table in modification having Cu_{1.96}S structure the thermal structure in [010] direction essentially differs from [100] and [001], i.e. $\alpha_{[100]} < \alpha_{[010]} > \alpha_{[001]}$.

Thermal expansion coefficients on the main crystallographic directions of modifications crystallized in CuAgSe structure have the anisotropy, i.e. $\alpha_{[100]} \approx \alpha_{[010]} > \alpha_{[001]}$.

CuAgSe_{0.5}S_{0.5} crystals consisting in two phases deform each other at temperature increase as it is seen from anisotropy of thermal expansion. The germ of HCC modification which grows because of phases forms on the

interface of these phases. The two phases, i.e. crystal transforms into initial state from unique HCC modification at cooling.

6. CuAgSe_{0.5}Te_{0.5}. The 22 diffraction reflections which coincide with reflections fixed at from synthesized sample, are fixed at room temperature from optionally oriented crystal CuAgSe_{0.5}Te_{0.5} in angle interval $10^\circ \leq 2\theta \leq 90^\circ$. As it is seen from table 11 the crystals of CuAgSe_{0.5}Te_{0.5} composition consist in three phases: I phase is identical one to low-temperature Cu₂Te on elementary cell dimensions; II phase has the elementary cell satisfying to low-temperature phase CuAgSe and III cubic phase with diamond-like structure.

Table 11. Temperature dependence of lattice parameters of modifications of CuAgSe_{0.5}Te_{0.5} crystal in temperature interval 293-373K.

T _{exp} , K	Modification	Lattice parameters, Å			Z	Sp. gr.	V, Å ³	ρ , gr/cm ³
		a	b	c				
290	Cu ₂ Te- orthorhomb.	7.319	22.236	36.458	104	P2 ₁ /n	5933.368	7.407
	CuAgSe-orthorhomb.	4.107	20.421	6.299	10	P4/nmm	528.058	7.883
	Cubic	7.715			8	Fd3m	459.206	7.94
373	Cu ₂ Te- orthorhomb.	7.329	22.361	36.515	104	P2 ₁ /n	5975.440	7.355
	CuAgSe-orthorhomb.	4.110	20.442	6.322	10	P4/nmm	531.153	7.82
	Cubic	7.729			8	Fd3m	461.711	7.90
473	Cubic	7.759			8	Fd3m	467.108	7.81

The many reflexes from observable three phases on diffractogram collide to each other. The distribution of anions (Se and Te) and cations (Cu and Ag) correspondingly is the reason of the fact that crystal CuAgSe_{0.5}Te_{0.5} is multiphase one. The stove had been switched on and through each 50K the records had been carried out after diffractogram record at room temperature. At these conditions the sample stays three-phase one and at 444 ± 1 K the both orthorhombic modifications Cu₂Te and CuAgSe transform into cubic modifications. The transformation is reversible on, i.e. the sample transforms into initial state at cooling.

The temperature dependences of lattice parameters of elementary cells of all phases for CuAgSe_{0.5}Te_{0.5} existing in temperature interval 293-673K are graphically presented on fig.6 and in table 11. From fig.6 it is seen that parameters of both orthorhombic and cubic phases in the dependence on temperature increase linearly. The parameter $a_k = f(T)$ doesn't deviate from linearity at transformation of both orthorhombic phases into cubic one. From this it is followed that cubic phase plays the role of completed ingot at transformation of both orthorhombic phases into cubic one.

From temperature dependence of lattice parameters the thermal expansion coefficients of both orthorhombic and cubic modifications which are presented in table 12.

The thermal expansion coefficient in orthorhombic phase crystallized in Cu₂Te structure in [100] direction is negative one. From this it is followed that strong anisotropy of thermal expansion is the one of the main reasons of lattice instability of both orthorhombic phases.

At exchange of anions in CuAgSe crystal, i.e. at exchange of $\frac{1}{2}$ of Se atoms by tellurium atoms the obtained crystals of CuAgSe_{0.5}Te_{0.5} at room temperature consist in three phases. The transformations in CuAgSe_{0.5}Te_{0.5} are reversible ones and take place by type of single crystal – single crystal. Note that partial exchange of anions in CuAgSe crystal decreases the transformation temperature. In CuAgSe crystal the low-temperature orthorhombic modification at 504K transforms into HCC modification, in CuAgSe_{0.5}Te_{0.5} crystal the both orthorhombic phases at 444K transform into HCC modification.

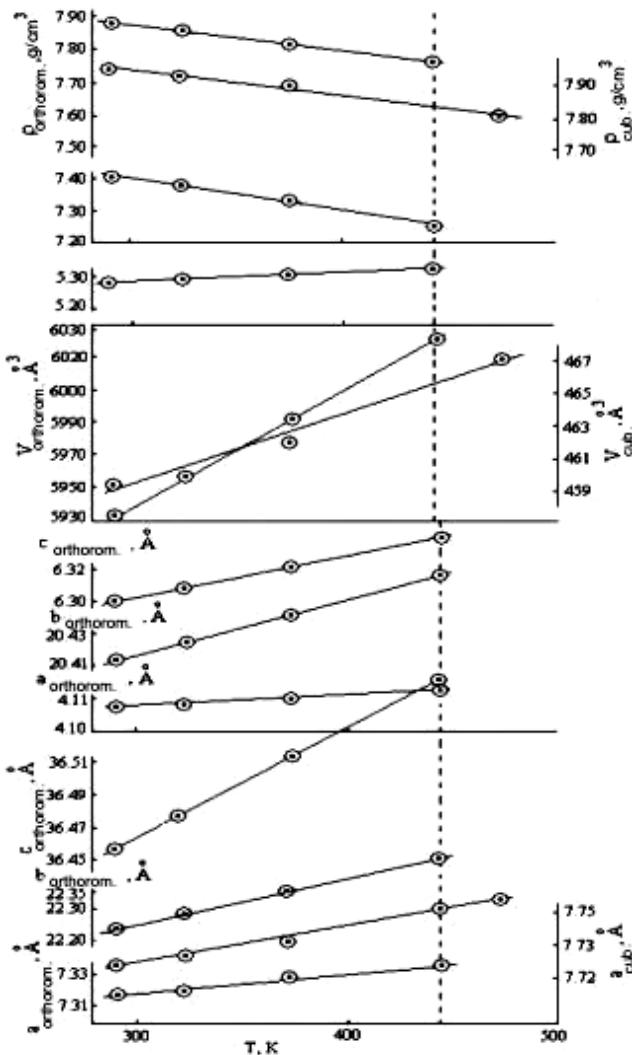


Fig.6. Temperature dependence of crystal lattice parameters, volume and strength of both orthorhombic and cubic modifications of $\text{CuAgSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$.

Table 12.
Thermal expansion of $\text{CuAgSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ crystal modifications.

T, K	$\alpha_{[100]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[010]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]}}{3} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	$\beta = \alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]} \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$
290-373	16.462	67.729	18.837	34.343	103.028
290-473	8.801	17.708	43.992	23.500	70.501
290-373	21.863			21.863	65.589
290-473	31.165			31.165	93.495

- [1] R.B. Baykulov, Yu.G. Asadov. Neorganicheskie materiali. 2005, t.41, №4, s.407-411.(in Russian)
- [2] Yu.G. Asadov, S.S. Gamidova, R.B. Baykulov. Structural Phase Transition in $\text{CuAgSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ Crystal, 2nd international Conference on Technical and Physical problems in Power Engineering, Tebriz-2004, p.441-446.
- [3] M.I. Agaev, Sh.M. Alekperova, M.I. Zargarova. Fiziko-khimicheskoe issledovanie sistemi $\text{Ag}_x\text{X}-\text{Cu}_x\text{X}$ ($x=\text{S}, \text{Se}$), DAN Azerb. SSR, 1971, t.27, №5, s.20-23.
- [4] A.J. Fruech, G.K. Czamanke, C.H. Knight. The crystallography of encairite CuAgSe , Zeit. für Kristallogr., 1957, B108, p.389-396.
- [5] Sh.K. Kazimov, G.Sh. Gasanov, Yu.G. Asadov. Strukturnie perexodi v CuAgSe , DAN Azerb. SSR, 1986, t.XLI, №11, s.33-36.
- [6] T. Horward, J. Evans. The crystal structures of low chlorite and djurleite, Z. Kristallographie, 1979, 150, p.299-320.

Y.Q. Әсәдов, Ә.Q. Babayev, Y.İ. Aliyev, F.Q. Məhərrəmova, R.C. Aliyeva

**Cu_{2-x}A_xSe (x=0, 0.2, 0.4; A=Ag, Zn), CuAgSe, CuAgSe_{0.5}(S,Te)_{0.5} KRİSTALLARINDA TERMİK
GENİŞLƏNMƏ VƏ POLİMORF KEÇİDLƏR**

Cu_{2-x}A_xSe ($x=0, 0.2, 0.4$; A=Ag, Zn), CuAgSe, CuAgSe_{0.5}(S,Te)_{0.5} birləşmələri sintez edilmiş və Bricmen üsulu ilə monokristalları alınmışdır. 290-1000K temperatur intervalında yüksək temperaturlu rentgendifraktometrik metodla tədqiq olunan kristallardakı mövcud polimorf çevrilmələr aşkar edilmişdir. Qəfəs parametrlərinin temperatur asılılığından əsas kristalloqrafik istiqamətlərdə istidən genişlənmə əmsalları hesablanmışdır.

Ю.Г. Асадов, А.Г. Бабаев, Ю.И. Алыев, Ф.Г. Магеррамова, Р.Д. Алыева

ТЕРМИЧЕСКИЕ РАСШИРЕНИЯ И ПОЛИМОРФНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КРИСТАЛЛАХ
Cu_{2-x}A_xSe (x=0, 0.2, 0.4; A=Ag, Zn), CuAgSe, CuAgSe_{0.5}(S,Te)_{0.5}

Синтезированы и методом Бриджмена выращены монокристаллы Cu_{2-x}A_xSe ($x=0, 0.2, 0.4$; A=Ag, Zn), CuAgSe, CuAgSe_{0.5}(S,Te)_{0.5} и в интервале температур 290-1000К методом высокотемпературной рентгенодифрактометрии зафиксированы все существующие полиморфные превращения. Из температурной зависимости параметров решетки рассчитаны тепловые расширения по основным кристаллографическим направлениям.

Received: 16.06.09

FRACTAL CONCEPTIONS IN PHYSICAL AND NATURAL STRUCTURES

A.Sh. KAKHRAMANOV

Baku State University, AZ-1148, Baku, Z. Khalilov, 23

F.K. ALESKEROV, K.Sh. KAKHRAMANOV

SPS «Selenium» ANAS, H. Javid ave., 29A

On example of morphology investigation of surface structures of solid substances and breather skin is shown that fractal systems form the whole world of objects and phenomena which can be described by functions introduced by Veyershtrass and Van-der-Varden.

1. INTRODUCTION

Nowadays the percolation and fractal conceptions are successfully used in fundamental science and natural phenomena. Such approach has changed the description of disordered objects and processes of nature. Many problems in physics connected with behavior of complex systems have the deep analogies with either percolation phenomena or with fractal growth on different models [1-3]. The interest is caused by the transition to nano-objects and problems of nano-world that has led to new physical and geometric approaches. The perceptions fractal and fractal geometry for description of real objects and math abstractions have been introduced. This perceptions are widely used: almost all objects of real world are related to it [1,4].

The nature using the possibilities of fractal structure essentially effectively constructs the alive organisms including the human being, snakes and other alive organisms). The series of origin theoretical conceptions described in [5] is included in the base of investigation of fractal structure of alive organisms. The fractal can be the basis of structure-system organization, functioning and control of alive organisms and solid-state structures. The alive organism has the property of self-similarity on different levels of system hierarchy.

The fractal has the hierarchy and scale invariance. The self-similarity is its important property; its type isn't changed in any space scale. This means the safety of fractal similarity principle at different levels of structure consideration from atomic force microscope (AFM) up to observations from near space. The natural and anthropogenic fractals have clearly bordered scale interval in which they reveal their fractal structure [1-2]. In reality the any fractal has the some minimum and maximal length scale. The fractal object of each substance forms at definite physical conditions. The fractal structure of skin surface of alive objects has formed in the process of their origin.

The idea of infinite divisibility is applied for geometric, algebraic and stochastic fractals that cause the total self-similarity for math fractal objects being the idealized objects.

The math fractals can be applied to material objects only in the capacity of models as the approximation which is comfortable for calculations. If we consider the surface morphology of both the alive and inorganic origin in detail, then we can reveal their similarity.

Any mathematic methods applied for modeling of natural objects are relative approximation to reality. Finally we can lead to scales where the similarity of visible structure images can be revealed also as in nano-structures.

Many objects in nature can't be described with application of smooth curves, smooth surfaces which are character to usual geometric figures. The non-differentiable curves are suitable for description of such objects.

The theoretical and experimental description of fractal structures proving the unity of fractal alive and inorganic nature are the aim of the given work

2. THEORETICAL PART

In 1875 Dubua-Reymon informed the World about continuous non-differentiable function constructed by K.Veyershtrass [4].

Let's give an example, its function is defined by

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a^n \cdot \cos(b^n \pi x) \text{ series where } 0 < a < 1, ab \text{ is}$$

uneven natural number (moreover $ab > 1 + \frac{3}{2}\pi$). This set is

dominated by convergent progression $\sum_{n=0}^{\infty} a^n$, consequently it

converges equally and its sum is continuous function from x everywhere. Veyershtrass showed by detail investigation that the finite derivative doesn't exist in any its point.

Let's give the more simple example of Van-der-Varden [6] constructed on the same idea only oscillating curves $y = \cos \alpha x$ are exchanged by oscillating kinked curves. Let's designate the magnitude of difference between x number and nearest number to it through $u_0(x)$. This function is linear one

in $\left[\frac{S}{2}, \frac{S+1}{2} \right]$ interval where S is integral number; it is

continuous one and has the period 1. The function plot presents itself the kinked curve, the separate elements of kinked curve have angular coefficient ± 1 . For $\kappa=1, 2, \dots$ let's

define the functions $u_k(x) = \frac{u_0(4^k \cdot x)}{4^k}$, these functions

will be linear ones in $\left[\frac{S}{2 \cdot 4^k}, \frac{S+1}{2 \cdot 4^k} \right]$ intervals, they are also

continuous ones and have the period $\frac{1}{4^k}$. Its plot is also

kinked curve but with small ripples. In all cases the angular coefficients of separate elements of kinked curve here are equal to ± 1 .

Let's define the function $f(x)$ for all real values of x by $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} u_k(x)$ equality. As it is obvious that

$0 \leq u_k(x) \leq \frac{1}{2 \cdot 4^k}$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) then series is dominated

by convergent progression $\sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2 \cdot 4^k}$ (as in the case of Veyershtrass function), the series converges equally and $f(x)$ function is continuous one everywhere.

Let's take any value of $x=x_0$. Calculating it with delicacy up to $\frac{1}{2 \cdot 4^n}$ (where $n=0, 1, 2, \dots$) on defect and excess we put it between numbers of

$\frac{S_n}{2 \cdot 4^n} \leq x_0 < \frac{S_n + 1}{2 \cdot 4^n}$ type where S_n is integral number. The

closed intervals $\Delta_n = \left[\frac{S_n}{2 \cdot 4^n}, \frac{S_n + 1}{2 \cdot 4^n} \right]$ ($n=0, 1, 2, \dots$) are put the one into another. In each of them there is such point x_n that its distance from x_0 point is equal to half of interval length: $|x_n - x_0| = \frac{1}{4^{n+1}}$, it is clear that $x_n \rightarrow x_0$ with increase of n variant.

Let's write $\frac{f(x_n) - f(x_0)}{x_n - x_0} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{u_k(x_n) - u_k(x_0)}{x_n - x_0}$.

At $k > n$ number $\frac{1}{4^{n+1}}$ is whole multiple of $\frac{1}{4^k}$ period of $u_k(x)$ function so $u_k(x_n) = u_k(x_0)$, the corresponding members of series transform into zero and can be excluded. If $k \leq n$ then $u_k(x)$ function is linear one in Δ_k interval, it will be linear one in Δ_n interval including in it, moreover

$$\frac{u_k(x_n) - u_k(x_0)}{x_n - x_0} = \pm 1 \quad (k=0, 1, \dots, n).$$

Then finally we have $\frac{f(x_n) - f(x_0)}{x_n - x_0} = \sum_{k=0}^n (\pm 1)$, by

other words this relation is equal to even integral number at uneven n and to uneven integral number at even n .

It is clear that at the difference relation not to any finite bound can't strive for, this means that our function at $x=x_0$ doesn't have the finite derivative.

Thus Van-der-Varden function is simpler than known Veyershtrass function. On the base of [6-7] it is established that Van-der-Varden function is non-differentiable in all points.

The previous history of these questions is the following. In second half of previous century the representatives of math school criticizing the analysis basics and firstly Veyershtrass and Piano constructed the continuous functions not having derivatives everywhere and curves everywhere tightly filled the square. The strange properties of these objects are connected with the fact that they are considered as one-dimension ones from modern point of view, whereas one can consider them as objects of more high and also fractional dimensionality on modern terminology by fractals.

"The fractal is the word introduced by Mandelbrot in order to combine the wide object class which plays the historical role in the deveopment of pure math of XIXc. under one heading. The roots of classic math are among right geometrical structures of Euclid and Newton translational dynamics. The modern math begins with Cantorian theory of multitudes and Piano curve filling the space. The historical revolution is caused by the opening of math structures not putting in limits of constructions of Euclid and Newton. These new structures were considered as "pathological ones, as some monster exhibition". The mathematicians created these "monsters" considered them as important evidences of the fact that world of pure math consists in it the unusual excess of possibilities which are far from limits of that simple structures that we can observe in nature.

3. FRACTALITY OF ALIVE AND INORGANIC NATURE

Firstly we consider the some known perceptions of that fact that chaos being the structureless one is able to create the order [1-2,8]. The biological organism consists in many structure-functional elements where informational component of each separate cell influences on both all rest subforms (textures, organs) as a whole [5].



Fig.1. The fractal surface of snake skin.

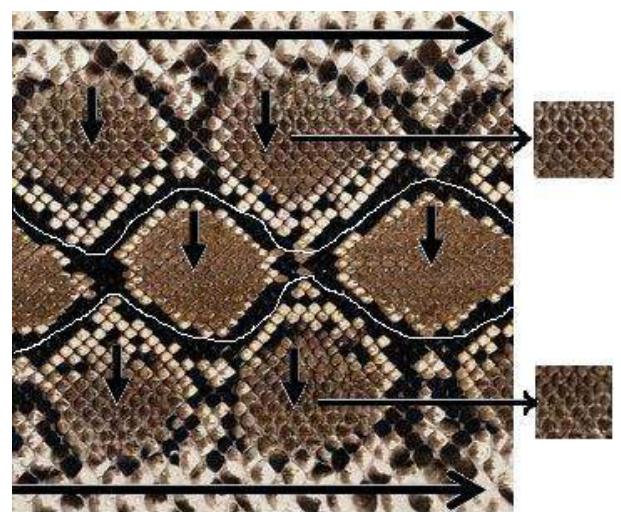


Fig.2. The fragments of snake skin with percolation morphology.

The elements systematizing the informational interconnections existing in all organs, organism systems, including the skin of alive organisms should interest us. Let's consider this on example of snake skin. The photo of snake skin surface is given on fig.1. The snake body is covered by dry parallel flakes (flakes of skin origin) which partially cover each other (fig.1). Many snakes living on earth surface have the flakes on front abdominal wall which are bigger in many times than on top surface. The separate series of wide flakes which play the important role in mobility of wood and earth snakes.

It is well known that snake during crawling has the wave along its whole body. This wave can be started on stripes which are along back from heat up to tail. We will discuss this question once more during snake design. For example, Caucasian viper has the wide black zigzag stripe on the edge. The sand Echis has the light transversal stripes. Ethis vocalizes the character dry rustling with help of small ribbed flakes on body's side. The fancy regular flake dispositions length and breadth of the body change in the dependence on its type.

The following factors have the essential meaning at snake definition by external features:

- the form and dimension of flakes;
- the quality of horny scutes and flakes covering the body;
- the space distribution of longitudinal zigzag stripes;
- the zigzag stripes transversally surrounding the body the series.

The above mentioned factors reveal the fractality features of patterns on snake body surface that is proved by photos given on fig.1 and 2. Firstly our attention should be paid to:

- the zigzag position of flakes from head up to tail differing from position transversally to their body;
- these longitudinal zigzags are continuous (they don't break) (see fig.2)
- the color of longitudinal stripes differs from transversal ones;
- the flake position character has the regular form (see fig.2);
- the separate islands consisting in flakes have their own dimensions (see fig.1 and 2).

If we cut the small elements from them then they will have the form of fractal objects, they are emphasized on fig.2 and mentioned by vertical hands.

The longitudinal zigzag stripes are mentioned on fig.2. One can suppose that the foundations of these stripes on snake body play the role of elements on information bond. Probably analyzing the informational-exchange process the brain sends the "wave" on passing channels (the channels are mentioned by serpentine line and horizontal direct lines on fig.2) along whole body that gives the jump to snake wave-like motion. We can say that flaky-fractal structure of snake appears in evolution process for formation of its optimal dynamics.

Note that fractality features reveal in all natural phenomena and physical objects [8-12]. The observable structures and physical phenomena are comfortable analyzed from fractal presentations of point of view. There are many such works in reference. We give only the series of monographs [1-2, 8, 11], however, the whole directions connected with study of fractal structure of solid bodies, their

fractal dimensionality and properties have already formed. The geometric objects which are lines of surface body of strongly dissect form can be related to the number of such fractals and they demonstrate the repeatability in wide range of scales [3-8,10]. We can say about them from only fractal comparative point of view on the surface of alive organisms and crystalline bodies. The use of fractal conceptions in physics has led to perception of new group of properties of disordered systems and given the additional information about them. The establishment of morphological bond between absolutely different physical objects is our task (the snake skin surface and crystal surface). The photos of snake skin are given above (fig.1 and 2).

Nowadays we consider the photos of fractal interlayer surface of layered crystals. The electron-microscopic images of Bi_2Te_3 <impurity> taken on atomic force microscope (AFM) of cleaved surface (0001) are given on fig.3. As it is seen from photo these images are analogous by form and look like the patterns on snake skin (fig.1). The difference consists in scale. On fig.3 we see consider the nano-fragments the dimensions of which are in limits from 10 up to 50nm having the conical form near foundation with pointed tops.

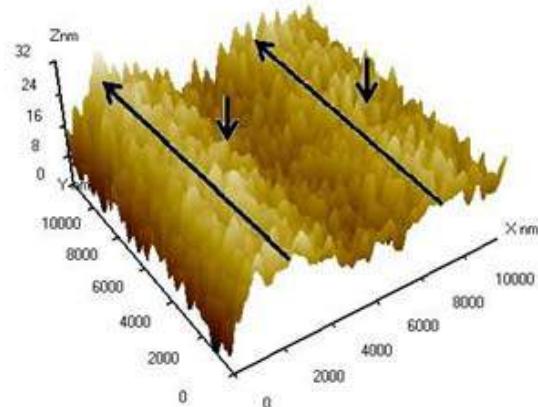


Fig.3. The fractal surface of Bi_2Te_3 <impurity>.

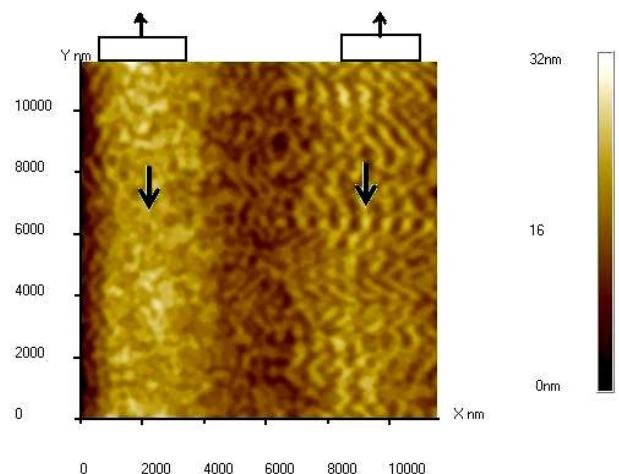


Fig.4. The percolation structure of (0001) Bi_2Te_3 <impurity> surface.

Note that formation of fractal systems in macro- (fig.1 and 2) and in nano-systems (fig.3) is connected with revealing of dissipative self-organization in unbalance conditions.

The photo of solid-state percolation cluster presented on fig.4 is very similar with such skin pattern given on fig.2.

The fractal coverings (aggregates, clusters, nanoparticles) form in the result of merge of solid particles carrying out in alive and inorganic bodies in different mediums.

Here we compare the morphology of fractal aggregates forming on snake surface from the moment of their origin (they genetically put into fractal “constructions” of snakes as a whole) with fractal systems forming in Van-der-Waals of layered semiconductors (bismuth telluride). Such nanoparticle can be observed not only in layered crystals and they can be obtained by many methods on their surface [12]. The growth mechanisms of these formations are similar for free fractal systems for bound fractals on the surface.

Note that forming fractal aggregates have the form of small “pyramides” directed perpendicularly to (0001) Bi_2Te_3 surface. Here we also have the fractal relief as on snake surface that leads to essential increase of surface general square. The consequences of this fact lead to the point that snake fractal surface (having the natural character) is the best receiver of different radiations that requires the special investigations. As we have mentioned the stripes from flakes from head up to tail (see fig.2) can serve as percolation

channels. However the study of chemical composition of stripes so-called percolation structures is required. Besides, they can consist in materials present themselves the mixture of dielectrics, metals and other organic substances. The dynamics tasks of snake motion, questions of information spreading on surface of snake construction can be studied with help of percolation theory [1-2,8].

CONCLUSIONS

The attention on functions which aren't smooth or regular providing the essentially better presentation of many natural phenomena is paid. The fractal perception is used at analysis of morphology of snake flake surface and morphology of interlayer crystal surface by telluride bismuth type. In both cases the structures look like to fractals of surrounding us nature: the images of structure of crystal surface obtained with help of electron microscope and surface snake patterns effectively constructed by the nature. The physical body of alive organisms (snakes and etc) is fractal one; the principle of unique simple one controlling the different the complex one is put in snake (human being) genome, this fact is well known. The unique fractality of alive organisms and solid crystals becomes the fact.

-
- [1] *B.B. Mandelbrot. Fraktalnaya geometriya prirodi.* Izd. Moskva, 2002, s.185. (in Russian)
 - [2] *M.R. Shreder. Fraktali, khaos, stepennie zakoni.* 1991, s.512. (in Russian)
 - [3] *Ya.B. Zeldovich, D.D. Sokolov. UFN,* 146, №3, 493, 1985. (in Russian)
 - [4] *K. Weierstrass. Abhanadlugen aus der Fuuktiolehrre.* Berlin, 1886.
 - [5] *L.A. Ribina, I.N. Serov. Analiticheskoe programmirovaniye informatsionnikh obmennikh protsesov aktivnikh biologicheskikh form* (SPb, ARIES, 2002g) c. (in Russian)
 - [6] *B.I. Van-der-Warden. Proc.Kon.Ned. Akad. Wetensch,* A. 1955, p.453.
 - [7] *V.M. Masyuk, O.V. Kravchenko. Elektronniy jurnal «Nauka i obrazovanie» (Rossiya), №2, 2005, s.7.* (in Russian)
 - [8] *E. Feder. Fraktali,* 1991, s.259. (in Russian)
 - [9] *A.N. Pavlov, V.S. Anishenko. Uspekhi fizicheskikh nauk RAN, t.177, №8, 2007, s.859-876.* (in Russian)
 - [10] *A. Arnedo, N. Decoster, S.G.Roux. Phys. Rev. Lett.* 83, 1255 (1999).
 - [11] *B.M. Smirnov. Fizika fraktalnikh klasterov i Nauka, Moskva, 1991, s.134.* (in Russian)
 - [12] *E.M. Derun, M.G. Pishkin, F.K. Aleskerov, S.Sh. Kakhramanov, G. Kavei. Fizika,* 2007, t. XII, №4, Baki, Elm, s.41-45. (in Russian)

A.Ş. Qəhrəmanov, F.K. Ələskərov, K.Ş. Qəhrəmanov

FİZİKİ VƏ TƏBƏVİ STRUKTURLARDA FRAKTAL KONSEPSİYASI

Bərk cisimlərin və canlıların səthlərində yaranan morfoloji fraktal strukturlarını Veyerstrass və Van-der-Varden funksiyaları ilə təsvir etmək mümkündür.

A.Ş. Каҳраманов, Ф.К. Алескеров, К.Ш. Каҳраманов

ФРАКТАЛЬНЫЕ КОНЦЕПЦИИ В ФИЗИЧЕСКИХ И ПРИРОДНЫХ СТРУКТУРАХ

На примере исследования морфологии поверхностных структур твердых тел и кожи живых существ показано, что фрактальные системы образуют целый мир объектов и явлений, которые можно описывать функциями, введенными Вейерштрасом и Ван-дер-Варденом.

Received: 02.09.09

OPTİK TEZLİKLƏRİN REZONATORDAXİLİ KVAZİSXRONİZM REJİMİNDƏ GENERASIYASI

R.C. QASIMOVA, Ə.Ə. KƏRİMİ

Bakı Dövlət Universiteti,

Bakı, AZ-1148, Z. Xəlilov küç., 23

İşdə periodik strukturlu mühitlərdə rezonatordaxili kvazisinxron rejimində ikinci harmonikanın generasiya prosesi nəzəri olaraq sabit-intensivlik yaxınlaşmasında araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, rezonatordaxili tezlik çevrilmə prosesi zamanı harmonika amplitudası qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır və bu asılılıq ossilyasiya xarakteri daşıyır. Xoşagelməz faza sürüşməsi ni kompensasiya edərək daha yüksək çevrilmə effektivliyini almaq olar.

Koherent şüalanmanın kiçikölçülü mənbələrinin işlənməsi lazer fizikasının aktual problemlərindəndir ki, məsələni bu sahədəki yeni nailiyətlərdən və qeyri-xətti optikanın müasir metodlarından istifadə etməklə həll etmək olar.

Məlumdur ki, eyni bir rezonator daxilində şüalanmanın bir tezlikdə generasiyası və eyni zamanda onun digər tezliyə çevrilməsi tezlik çevrilməsinin effektiv üsullarından biridir. Bu fakt onunla bağlıdır ki, stasionar rejimdə generasiya olunan lazerlərin tezliyinin çevrilməsi zamanı lazer rezonatorunun daxilində şüalanma intensivliyi lazer çıxış şüalanması intensivliyindən xeyli böyükdür ki, buna da səbəb çıxış güzgüsunun buraxma əmsalının qiymətinin kiçik olmasına. Harmonikaya çevrilmə effektivliyi əsas şüalanmanın intensivliyindən birbaşa asılı olduğu üçün, tezliyin rezonator daxilində çevrilməsi prosesi onun rezonator xaricində olan prosesə nisbətən daha effektiv baş verir. Ona görə kəsilməz rejimdə işləyən lazerlər üçün dalğaların (misal üçün harmonikalardan) rezonatordaxili generasiyasının istifadəsi çevrilmə effektivliyinin əhəmiyyətli dərəcədə artımını əldə etməyə imkan verir [1, 2].

Cevrilmənin rezonatordaxili üsulundan ən azı iki üsulla həyata keçirmək olar. Birinci üsul optik rezonatorda iki vacib elementin olmasını nəzərdə tutur: aktiv lazer mühiti və qeyri-xətti optik mühiti. Əvvəlcədən inversiyaya malik aktiv mühitdə optik keçidin tezliyində lazer generasiyası baş verir. Sonra şüalanma qeyri-xətti optik mühitdən keçərək digər tezlikli şüalanmaya çevrilir (məsələn, harmonika tezliklərində, cəm tezliklərdə və s.) [2].

Lazer rezonatoru daxilində harmonikanın generasiyası zamanı havanın dispersiyası, qeyri-xətti mühitdə dalğaların qrup sürətlərinin müxtəlifiyi, dalğaların güzgülərdən qayıtçıda fazalarının dəyişməsi kimi bir sira faktorlar qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasında faza uyğunsuzluğuna gətirib çıxarır. Bütün bu faktorlar ümumi halda qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasında güclü faza modulyasiyasına və bu da öz növbəsində tezliyin çevrilmə effektivliyinin aşağı düşməsinə səbəb olur. Tədqiq olunan mühit lazer rezonatorunun xaricində yerləşdiyi haldan fərqli olaraq, rezonator daxilində qeyri-xətti mühitin kiçik həndəsi uzunluğunda tezliyin çevrilmə effektivliyini artırmaq olur. Xətti itkilərdən və mühit üzərinə düşən dalğanın gücündən asılı olaraq, rezonatorda tezliyin çevrilmə effektivliyinin maksimal olması üçün dalğaların güzgündən əks olunma əmsalı müəyyən qiymətə malik olmalıdır.

Ənənəvi həcmli qeyri-xətti mühitlər üçün tezliyin çevrilməsinin bu üsulu geniş tədqiq olunmuşdur [2-5].

İkinci üsul eyni bir optik elementdə həm məcburi şüalanmanın ola biləcəyi lazer mühitinin aktiv xüsusiyyətlərinin, həm də tezlik çevrilməsi prosesini nəzərdə tutan qeyri-xətti optik xüsusiyyətlərin uzlaşmasını nəzərdə tutur. Qeyri-xətti

mühit kimi nadir torpaq ionları (məsələn, Nd^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+}) ilə aktivləşdirilmiş kristalların istifadə olunması və əsas dalğa mənbəyi kimi yarımkəcirici lazer diodlarının (məsələn, ATC-C1000-100-AMO, ATC-C1000-150-AMO) istifadəsi ən uğurlu variant olmuşdur [6, 7]. Bu cür optik qeyri-xətti mühitlərin tədqiqi indi də davam edir [8-11], lakin daha mükəmməl bircins qeyri-xətti kristalların texnoloji işlənməsi bu cür tezlik çeviricilərinin imkanlarını genişləndirməyə imkan vermedi. Optik dalğaların kvazisinxron qarşılıqlı təsiri baş verdiyi nizamlı domen strukturlarının (NDS) istifadəsi növbəti addım oldu. Məlum olduğu kimi, belə strukturda bir laydan digərinə kecid zamanı qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasında yaranan faza sürüşməsi layların sərhəddində polari-zasiya istiqamətinin sıçrayışlı dəyişməsi ilə kompensasiya olunur ki, bu da qeyri-xətti qavrayıcılığın işarəsinin əksinə dəyişməsinə uyğun gəlir. Beləliklə, sərhəddə faza sürüşməsinin kompensasiyası qeyri-xətti qavrayıcılığın periodik modulyasiyası hesabına baş verir, bu da fazalar fərqiin π qədər dəyişməsinə ekvivalentdir [12].

Rezonatordaxili çevrilmələrdə qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların eyni bir rezonatorun sərhədləri daxilində faza dəyişmələri çevrilmə effektivliyinə güclü təsir edəcək. Ona görə tədqiqatları sabit amplitud yaxınlaşmasından fərqli olaraq qarşılıqlı təsirdə olan bütün dalğaların faza dəyişmələrini nəzərə alan sabit intensivlik yaxınlaşmasında aparmaq məqsədə uyğundur [13]. Nizamlı domen strukturlarında tədqiqatların müasir vəziyyətinin təhlili bir sıra işlərdə aparılmışdır [6, 7, 14].

Hazırkı işin məqsədi - sabit intensivlik yaxınlaşmasında dalğaların kvazisinxron qarşılıqlı təsirini optik tezliklərin birinci üsulla rezonator daxilində çevrilməsi zamanı tədqiq etməkdir. Lazer rezonatoru daxilinə yerləşdirilmiş kvadratik qeyri-xəttılıyə malik domen-laylardan düzəldilmiş NDS-kristala baxaq.

Məcburi şüalanma nəticəsində lazerin aktiv mühitində ω_1 tezliyində lazer şüalanmasının generasiyası baş verir. Bu dalğa, NDS-kristalda yayılaraq $\omega_2=2\omega_1$ tezlikli ikinci harmonika dalğasını həyəcanlandırır. Əsas tezlik dalğası üçün lazer rezonatoru bağlı hesab olunur, yəni $R_1(\omega_1)=R_2(\omega_1)=1$, burada $R_{1,2}$ -sol və sağ güzgülərin əksetmə əmsallarıdır. İkinci güzgү həm də ikinci harmonika dalğasını tam əks etdirir. Harmonika dalğası güzgündən əks olunduqdan sonra əsas şüalanma ilə birgə NDS-kristala qayıdır və orada dalğalar yenidən qarşılıqlı təsirdə olurlar. Kristalı tərk etdikdən sonra harmonika dalğası lazer rezonatorundan optik elementin köməyilə çıxarırlı.

NDS-də mühitdəki itkiləri nəzərə almaqla ikinci harmonikanın generasiyasını təsvir edən qisaldılmış tənliklər

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* \exp(-i\Delta z), \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma'_2 A_1^2 \exp(i\Delta z), \end{aligned} \quad (1)$$

şəklindədir, burada $A_{1,2}$ - uyğun $\omega_{1,2}$ ($\omega_2 - 2\omega_1$) tezliklərində lazer dalğasının və ikinci harmonikanın kompleks amplitudları, δ_j - udulma əmsalıdır, γ'_j - qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların cüt sayda domenlər üçün uyğun ω_j ($j=1,2$) tezliklərində, γ_j - tək sayda domenlər üçün qeyri-xətti əlaqə əmsalları, $\Delta = k_2 - 2k_1$ - hər bir domendə dalğaların fazalar fərqidir.

Bu hal üçün sərhəd şərtləri

$$A_1(z=0) = A_{10} \exp(i\varphi_{10}), \quad A_2(z=0) = 0 \quad (2)$$

kimidir, yəni NDS-in girişində yalmız lazer dalğası mövcuddur. Burada $z=0$ -birinci domenin girişinə uyğundur, φ_{10} -birinci domenin girişində əsas dalğanın başlangıç fazasıdır.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında NDS-kristalda uyğun sərhəd şərtləri daxilində tezliyin ikiqat artması prosesi, girişdə güclü lazer dalğası olan hal üçün [13] işində ətraflı öyrənilmişdir. Ona görə aralıq hesablamaların üzərində dayanmayaraq, dörd domendən ibarət domen strukturun çıxışında ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudu üçün ifadəni gətiririk [13]

$$A_2(l_4) = A_2(l_3) \left\{ \cos \lambda_4 l_4 - i \left(\gamma'_2 \frac{A_1^2(l_3)}{A_2(l_3)} + \frac{\Delta}{2} \right) \frac{\sin \lambda_4 l_4}{\lambda_4} \right\} \exp(-\delta_2 l_4 + i \frac{\Delta l_4}{2}). \quad (3)$$

haradakı

$$\lambda_4^2 = 2\Gamma_4^2 + \Delta^2 / 4, \quad \Gamma_4^2 = \gamma'_1 \gamma'_2 I_1(l_3).$$

Laylı strukturu tərk edərək, dalğalar lazer güzgüsündən əks olunaraq yenidən NDS-kristaldan keçir və orada qarşılıqlı təsirdə olur. NDS-kristalda yayılan dalğalar üçün əks istiqamətdə, yəni Z oxunun mənfi istiqamətdənən aşağıdakı sərhəd şərtlərini istifadə edək:

$$A_1(z=0) = A_1(l_4) \exp[i\varphi_1(2d) + i\varphi_{r,1}], \quad (4)$$

$$A_2(z=0) = A_2(l_4) \exp[i\varphi_2(2d) + i\varphi_{r,2}],$$

haradakı $\varphi_1(2d)$, $\varphi_2(2d)$ - NDS-kristal və 2 güzgüsü arasında d uzunluqlu hava aralığında harmonika və əsas dalğaların faza dəyişməsi, $\varphi_{r,1}$, $\varphi_{r,2}$ - 2 güzgüsündən əks olunarkən

dalğaların faza dəyişməsi, $z=0$ strukturun girişinə uyğundur, $A_1(l_4)$ - NDS-in çıxışında əsas dalğanın kompleks amplitudu dudur.

Aydınlıq üçün NDS-kristalın indi əks istiqamətdə keçən domen-laylarını beşinci (əvvəl dördüncü), altinci (əvvəl üçüncü) və s. ilə işaret edək, sanki NDS-kristal dörd deyil, səkkiz domendən ibarətdir. Lakin nəzərə alaq ki, dördüncü və beşinci domenlər arasında qeyri-xətti qavrayıcılığın işaretlərinin dəyişilməsi pozulur, çünki bunlar eyni bir domendir. Bu iki domen, demək olar ki, uzunluğu dördüncü domenin uzunluğunun iki mislinə bərabər olan bir domen əmələ gətirir. Bu halda rezonatordaxili çevrilmənin verdiyi əlavəni də nəzərə almaq lazımdır, yəni nəzərə alınmalıdır ki, dördüncü və beşinci domenlərin sərhədində dalğaların lazer güzgülərindən əks olması hesabına faza sürüşməsi baş verir.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (4) sərhəd şərti daxilində (1) sistem tənliyini həll edərək, dördüncü domenin çıxışında, yəni dördüncü və üçüncü domenlərin sərhədində ikinci harmonika dalğasının kompleks amplitudu üçün (bu domen yuxarıda deyilənlərə əsasən beş nömrəsi ilə işaret olunub)

$$A_2(l_5) = A_2(l_4) \left\{ \cos \lambda_5 l_5 - i \left(\gamma'_2 \frac{A_1^2(l_4)}{A_2(l_4)} + \frac{\Delta}{2} \right) \frac{\sin \lambda_5 l_5}{\lambda_5} \right\} \exp(-\delta_2 l_5 + i \frac{\Delta l_5}{2}). \quad (5)$$

almaq olar.

Qeyd edək ki, bu halda dördüncü və beşinci domenlər üçün qeyri-xətti əlaqə əmsalları eynidir və γ'_j -ə bərabərdir.

Domenlərin optimal uzunluqları halına baxacaqıq, haradakı $l_{j,opt}$ $\lambda_j l_{j,opt} = \pi / 2$, $j = 1 \div 4$ şərtindən təyin olunur.

Onda [13]-dən $\frac{A_1^2(l_4)}{A_2(l_4)}$ üçün ifadəni (5)-də yazsaq

$$A_2(l_5) = A_2(l_4) \exp(-\delta_2 l_5 + i \frac{\Delta l_5}{2}) \times \left\{ \cos \lambda_5 l_5 - i \left[-\frac{\gamma'_2}{\gamma'_2} \left(\frac{\Delta}{2} - \frac{\lambda_4}{a} \right) e^{i\psi} + \frac{\Delta}{2} \right] \frac{\sin \lambda_5 l_5}{\lambda_5} \right\}, \quad (6)$$

alıraq, haradakı, $\psi = -\Delta l_4 - \varphi_2(2d) + 2\varphi_1(2d) - \varphi_{r,2} + 2\varphi_{r,1}$ - dördüncü domendə əsas şüalanma və harmonika dalğaları

arasında, NDS-kristalı ilə güzgü arasındaki hava layında və əksolma zamanı güzgündəki fazalar dəyişmələrini müəyyən edir,

$$a = \frac{\Delta - \frac{\lambda_2^2}{\Delta}}{2\lambda_3} - \frac{\lambda_3}{\lambda_4} + \frac{\Delta}{2\lambda_4},$$

$$\lambda_j^2 = 2\Gamma_j^2 + \Delta^2 / 4, \quad \Gamma_j^2 = \gamma'_1 \gamma'_2 I_1(l_{j-1}).$$

Alınmış ifadədən göründüyü kimi, harmonika amplitudası qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların fazalar fərqindən ψ əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır və bu asılılıq ossilyasiya xarakteri daşıyır.

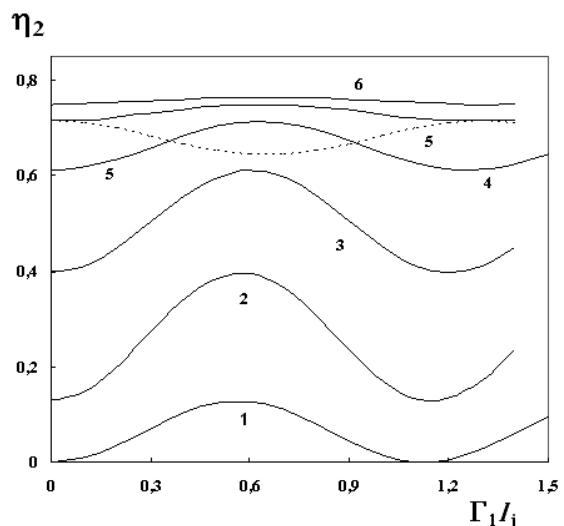
$$\eta_2(l_j) = I_2(l_j) / I_{10} \quad (7)$$

İfadəsi ilə təyin olunan çevrilmə effektivliyi, uyğun domen-laylardan çıxışda kompleks amplitudların sabit-intensivlik yaxınlaşmasında alınmış ifadələrinindən istifadə etməklə hesablanı bilər.

Şəkildə sabit intensiv yaxınlaşmasında hesablanmış rezonator daxili harmonikaya çevrilmə prosesinin nəticəsi göstərilmişdir. Əyrilər domenlərin $l_{j,opt}$ optimal uzunluqları halı üçün qurulmuşdur (haradəki $l_{j,opt} \quad j = 1 \div 4 \quad \lambda_j l_{j,opt} = \pi / 2$ şərtindən təyin olunur).

$\eta_2(l_j)$ çevrilmə effektivliyinin domenlərin gətirilmiş uzunluğundan $\Gamma_j l_j$ asılılığı mühitdə itkilərin olmayan halı üçün göstərilmişdir. Əyrilərdən göründüyü kimi, asılılıqlar kəskin maksimuma malikdir. İlk dörd domenin koherent uzunluqları hesabına, nizamlı domen strukturunda harmonika dalğasının yayılması ilə effektivlik monoton artır (1-4 əyriləri). Lakin dalğalar güzgündən əks olunduqdan sonra, yəni rezonatorda dalğalar əks istiqamətdə yayıldıqda effektivliğin azalması müşahidə olunur (5 qırıq əyri), bu, güzgündən əks olunma zamanı qazanılmış fazalar sürüşməsi ilə bağlıdır. Ancaq güzgülərin əksetdirmə əmsallarını seçməklə alınan faza sürüşməsinə kompensasiya edərək, çevrilmə effektivliyinin sonrakı artımına nail olmaq olar (5 bütöv və qırıq əyrlərinin müqayisə et). Effektivliyin bu artımı sonrakı domenlərdə yayanma zamanı da, məsələn, altıncı və s. domenlərdə davam edir (5 və 6 bütöv əyrlərinin müqayisə et).

- [1] I.R. Shen. Printsipi nelineynoy optiki, M., 1989, 560s. (in Russian)
- [2] V.G. Dmitriev, L.V. Tarasov. Prikladnaya nelineynaya optika, M., Radio i svyaz, 1982, 352s. (in Russian)
- [3] Z.A. Tagiev, R.J. Kasumova, Sh.Sh. Amirov. Optika i spektroskopiya, 1993, 75, 908-913. (in Russian)
- [4] Z.A. Tagiev, R.J. Kasumova, Sh.Sh. Amirov, E.M. Gamidov. Kvantovaya elektronika, 1994, 21, 968-970. (in Russian)
- [5] R.J. Kasumova, J. Opt. B: Semiclas. Opt., 2000, 2, 334-337.
- [6] G.D. Laptev, A.A. Novikov, S.A. Chirkin. Pisma v JETF, 2003, 78, 45-57. (in Russian)
- [7] N.V. Kravtsov, G.D. Laptev, I.I. Naumova, A.A. Novikov, V.V. Firsov, A.S. Chirkin. Kvantovaya elektronika, 2002, 32, 923-924. (in Russian)
- [8] A.A. Kaminskiy, D. Khake, S.N. Bagaev i dr., Kvantovaya elektronika, 1999, 26, 95-98. (in Russian)
- [9] C.Q. Wang, Y.T. Chow, W.A. Gambling et al., Opt. Commun., 2000, 174, 471-479.
- [10] P. Dekker, J.M. Dawes, J.A. Piper et al. Opt. Commun., 2001, 195, 431-437.



Şəkil. $\eta_2(l_j)$ rezonatordaxili çevrilmənin effektivliyinin domen-layların gətirilmiş uzunluqlarından $\Gamma_j l_j$ asılılıqları. Hesablama sabit-intensivlik yaxınlaşmasında itkilərin olmadığı hal üçün, yəni δ_j , və

$\lambda_j l_{j,opt} = \pi / 2, j=1 \div 4, \Delta / 2\Gamma_1 = 2.4$ aparılmışdır:

$\eta_2(l_j)$ -in birinci layın $\Gamma_1 l_1$ gətirilmiş uzunluğundan (1 əyri), $\eta_2(l_2)$ -nin ikinci layın $\Gamma_1 l_2$ gətirilmiş uzunluğundan (2 əyri), $\eta_2(l_3)$ -ün üçüncü layın $\Gamma_1 l_3$ gətirilmiş uzunluğundan (3 əyri), $\eta_2(l_4)$ -ün dördüncü layın $\Gamma_1 l_4$ gətirilmiş uzunluğundan (4 əyri), $\eta_2(l_5)$ -in beşinci layın $\Gamma_1 l_5$ gətirilmiş uzunluğundan (5 bütöv və qırıq əyri), $\eta_2(l_6)$ -nın altıncı layın $\Gamma_1 l_6$ gətirilmiş uzunluğundan (6 əyri) asılılıqları. Hesablama lar optimal faza nisbətinin iki qiyməti üçün

$\psi = -\Delta l_4 - \varphi_2(2d) + 2\varphi_1(2d) - \varphi_{r,2} + 2\varphi_{r,1}$
0 (5 qırıq əyri) və 3.14 (5 bütöv əyri) aparılıb.

Gətirilmiş asılılıqların ətraflı təhlili göstərir ki, NDS-kristaldan qarşılıqlı təsirdə olan dalğaların təkrar keçidi hesabına çevrilmə effektivliyini artırmaq mümkün olur. Misal üçün baxılan halda məsələnin verilmiş parametrlərində çevrilmə effektivliyi 0,7-dən ~0,8-ə qədər və daha çox artır.

Bələliklə, harmonikanın rezonatordaxili generasiyasının aparılmış təhlili göstərir ki, faza effektlərinin nəzərə alınması zəruridir. Bu effektlər lazer-rezonatorda baş verən qeyri-xətti optik proseslərə güclü təsir edir. Rezonatordaxili çevrilmədə qarşılıqlı təsirdə olan dalğalar arasında optimal faza nisbətini və koherent uzunluqların uyğun qiymətlərini nəzərə alaraq layların uzunluğunu seçməklə nizamlı domen strukturunun çıxışında rezonatorsuz hala nisbətən daha yüksək çevrilmə effektivliyini almaq mümkkdir.

OPTİK TEZLİKLƏRİN REZONATORDAXİLİ KVAZİSİNХRONİZM REJİMİNDƏ GENERASIYASI

- [11] C.-L. Wang, K.-H. Lin, T.-M. Hwang et al. Appl. Optics 1998, 37, 3282-3287.
- [12] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, and R.L. Byer. IEEE J. Quantum Electron., 1992, 28, 2631-2654.
- [13] Z.H. Tagiev, R.J. Kasumova, R.A. Salmanova, N.V. Kerimova. J. Opt. B: Quantum Semiclas. Opt., 2001, 3, 84-87.
- [14] Z.H. Tagiev, and R.J. Kasumova. Opt. Commun., 2008, 281, 814-823.

R.J. Kasumova, A.A. Karimi

INTRACAVITY QUASI-PHASE-MATCHED GENERATION OF OPTICAL FREQUENCIES

The intracavity second - harmonic generation with taking into consideration of phase changes of all interacting waves is theoretically considered. It is obtained that harmonic amplitude at intracavity transformation essentially depends on phase relations of interacting waves ψ and has the oscillation character. Compensating the objectionable phase shifts it is possible to increase the transformation efficiency.

Р.Дж. Касумова, А.А. Карими

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ КВАЗИСИНХРОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ

Теоретически рассмотрена внутристабилизированная генерация второй гармоники с учетом фазовых изменений всех взаимодействующих волн. Получено, что амплитуда гармоники при внутристабилизированном преобразовании существенно зависит от соотношений фаз взаимодействующих волн ψ и имеет осциллирующий характер. Компенсируя нежелательные фазовые сдвиги, можно значительно увеличить эффективность преобразования.

Received: 09.10.09

МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ДИФРАКЦИИ ВОЛН НА ПЛОСКИХ ЭКРАНАХ С ДРОБНЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Э.И. ВЕЛИЕВ

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
ул. Ак. Проскуры 12, Харьков, 61085, Украина*

Т.М. АХМЕДОВ

*Институт математики НАН Азербайджана
ул. Ф. Агаева 9, Баку, 1141, Азербайджан*

В данной работе предложен метод решения интегро-дифференциального уравнения специального вида, к решению которого сводятся задачи дифракции на плоских экранах, описываемых дробными граничными условиями (ДГУ), когда порядок дробной производной α меняется в интервале $(0, 1)$. Метод рассмотрен на модельных двумерных задачах дифракции – ленте и полуплоскости с ДГУ. ДГУ обобщают идеальные границы – идеально электрически и идеально магнитно проводящие границы, которые получаются как частный случай при $\alpha=0$ и $\alpha=1$, соответственно. Метод основан на применении ортогональных полиномов. При этом для ленты применяются полиномы Гегенбауэра, ортогональные на интервале $(1,1)$, а для полуплоскости имеем дело с полиномами Лагерра, ортогональными на интервале $(0,\infty)$. Отмечена важная особенность: данный метод позволяет получить решение задачи дифракции в явном виде для одного частного случая $\alpha=0,5$.

В последнее время дробные операторы находят применения в различных задачах электродинамики. Дробные операторы определяются как фрактализованные от известных операторов. Например, дробные производные и интегралы являются обобщением обычных производных и интегралов. Также находится применение оператору дробного ротора, который определяется как фрактализованный оператор от обычного оператора ротора [1].

В данной работе рассматриваются двумерные задачи дифракции на границах, которые описываются граничными условиями (ГУ), содержащими дробную производную:

$$D_y^\alpha U(\vec{r})|_S = 0, \quad (1)$$

Дробная производная берется по нормали к поверхности. Функция U описывает тангенциальную компоненту электрического или магнитного поля. Дробная производная определяется через интеграл Римана-Лиувилля на полу бесконечном интервале [2]. Будем использовать один символ D_y^α , подразумевая дробную производную по переменной y на полуоси: $D_y^\alpha \equiv_{-\infty} D_y^\alpha$. ГУ (1) будем называть дробными граничными условиями (ДГУ).

Введение новых ГУ должны, с одной стороны, описывать физические реалии, а с другой - позволять построить эффективный численный алгоритм получения решения с заданной точностью. Построение простых и адекватных математических моделей для описания рассеивающих свойств поверхностей является одной из общих задач в теории дифракции.

Для ДГУ (1) рассматриваются значения дробного порядка α между 0 и 1. Крайние значения дробного порядка $\alpha=0$ и $\alpha=1$ приводят к хорошо известным идеально электрически (ИЭП) и идеально магнитно проводящим (ИМП) границам, соответственно. ДГУ обобщают идеальные границы, такие как ИЭП и ИМП. ДГУ рассматривались в задачах отражения в работах Э. И. Велиева,

N. Engheta [3-5] в 2003 г., где были приведены коэффициенты отражения от границ, описываемых ДГУ. Показано, что граница имеет коэффициент отражения равный по модулю 1, т. е. соответствует идеально отражающей границе. При этом фаза коэффициента отражения определяется дробным порядком.

ДГУ можно сопоставить с известными импедансными ГУ (ИГУ) [6, 7], которые достаточно хорошо изучены многими авторами и широко применяются для моделирования различных объектов. ИГУ задаются уравнением

$$\vec{n} \times \vec{E}(\vec{r}) = \eta \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{H}(\vec{r})), \vec{r} \in S, \quad (2)$$

где \vec{n} – нормаль к поверхности S . ИГУ являются промежуточным состоянием между ИЭП и ИМП границами [5, 6]: значение импеданса меняется от 0 для ИЭП до $i\infty$ для ИМП.

Задачам дифракции на импедансных границах посвящено большое количество работ. ИГУ успешно использовались для моделирования отражающих свойств хороших проводников, а также решеток и др. В каждом случае существуют формулы для получения значения импеданса как функции проводимости металла, параметров решетки и др. ИГУ являются приближенными ГУ, имеют ограничения для их применения и не могут описать отражающих свойств всего многообразия поверхностей.

Сравнение рассеивающих свойств границы с ДГУ и ИГУ было проведено в работе [8].

Дальнейшее уточнение ИГУ может быть выполнено с использованием производных более высокого (целого) порядка или обобщенных ГУ [7, 9, 10]. Общая методология получения точных импедансных ГУ высокого порядка в спектральной области представлена в монографии D.J. Hoppe и Y. Rahmat-Samii [9]. Как было показано, в спектральной области можно получить точные ИГУ, чисто в аналитической форме. Однако не всегда удается получить ИГУ в пространственной области в явном виде, поэтому необходимо аппроксимировать ИГУ в

спектральном области, чтобы можно было применить обратное преобразование Фурье.

ДГУ являются примером нелокальных ГУ. Это означает, что значение функции на границе зависит от значений поля в точках на конечном расстоянии от границы, в отличие от классических ГУ (ИЭП, ИМП, ИГУ), когда значение на границе определяется только значениями поля в точках, бесконечно близких к границе. Это связано с применением производных нецелого порядка вместо обычных производных.

В задачах рассеяния нелокальные ГУ широко применяются в численных алгоритмах, основанных на методе конечных элементов или методе конечных разностей [11, 12]. Процедура основана на рассмотрении конечной области, ограничивающей рассеивающий объект для усечения рассчитываемого региона; при этом, на границе новой области требуется выполнение новых ГУ, которые обычно имеют нелокальный характер. Нелокальные ГУ находят применение для волнового уравнения в параболическом приближении [12]. Нелокальные ГУ являются эффективной альтернативой традиционному использованию поглощающих слоев [12].

Целью данной работы является разработка эффективного численно-аналитического метода решения двумерных задач дифракции на границах, описываемых ДГУ. Предложенный метод рассматривается на модельных задачах рассеяния – на ленте и на полуплоскости. Метод основан на представлении рассеянного поля с помощью дробной производной от функции Ханкеля первого рода нулевого порядка. Это представление является следствием применения дробной теоремы Грина, рассмотренной в работах [13, 14].

Предлагается метод решения дробного интегро-дифференциального уравнения (ДИДУ), к решению которого сводится ряд граничных задач теории дифракции. Степень дробности характеризуется параметром α , который меняется в пределах $\alpha \in [0, 1]$. При значениях дробного порядка $\alpha=0$ и 1 эти уравнения сводятся к известным интегральным уравнениям. В данной работе предложен более общий метод решения ДИДУ для любых значений порядка $\alpha \in [0, 1]$, который, как частный случай, содержит ранее известные решения. Суть метода заключается в том, что искомая функция ищется в виде ряда по ортогональным полиномам (полиномам Гегенбауэра для ленты и полиномам Лагерра для полуплоскости) с весовой функцией, позволяющей удовлетворять условию на ребрах. Степень весовой функции и степень ортогональных полиномов зависят от порядка дробности α . Переписывая ДИДУ относительно образов Фурье искомой функции в виде парных интегральных уравнений (ПИУ) и используя свойства разрывных интегралов Вебера-Шафхейтлина (в случае ленты), а также Фурье-представление для полиномов Лагерра для задачи на полуплоскости, ПИУ сводятся к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения. Последние позволяют определить искомые коэффициенты с любой наперед заданной точностью на основе метода редукции.

На основе предложенного метода были решены задачи дифракции плоской волны на ленте с ДГУ, а также полуплоскости с ДГУ.

1. ДИФРАКЦИЯ НА ЛЕНТЕ С ДГУ

Рассмотрим двумерную задачу дифракции Е - поляризованной плоской волны на ленте с ДГУ в виде

$$D_{ky}^\alpha E_z(x, y) = 0, \quad y \rightarrow \pm 0. \quad (3)$$

Бесконечно тонкая лента шириной $2a$ расположена в плоскости $y = 0$ и бесконечна вдоль оси z . Падающее поле $\vec{E}^i = \bar{z}E_z^i(x, y)$ описывается выражением $E_z^i(x, y) = e^{-ik(x \cos \theta + y \sin \theta)}$, где θ – угол падения, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Зависимость от времени предполагается $e^{-i\omega t}$ и опускается во всех формулах. Рассеянное поле обозначим функцией $\vec{E}^s = \bar{z}E_z^s(x, y)$. Полное поле $\vec{E} = \bar{z}E_z(x, y)$ является суммой падающего поля и рассеянного поля:

$$E_z(x, y) = E_z^i(x, y) + E_z^s(x, y).$$

Решение задачи, т.е. функция $E_z(x, y)$, должно удовлетворять: 1) уравнению Гельмгольца во всем пространстве, кроме поверхности ленты; 2) условию излучения Зоммерфельда на бесконечности для рассеянного поля $E_z^s(x, y)$; 3) условию Мейкснера на ребрах ленты ($y = 0, x \rightarrow \pm a$) [15, 16]; 4) ДГУ (3) на поверхности ленты $-a < x < a$. Для удобства дробная производная берется по безразмерной величине ky .

Используя дробную теорему Грина [13, 14, 17], представим функцию $E_z^s(x, y)$ через дробную функцию Грина

$$E_z^s(x, y) \equiv \int_{-a}^a f^{1-\alpha}(x') G^\alpha(x - x', y) dx' \quad (4)$$

где $f^{1-\alpha}(x)$ – неизвестная функция, которую мы будем называть плотностью дробного потенциала.

В двумерном случае дробная функция Грина G^α в (5) выражается как дробная производная классической функции Грина:

$$G^\alpha(x - x', y) = -\frac{i}{4} D_{ky}^\alpha H_0^{(1)}(k\sqrt{(x - x')^2 + y^2}),$$

где $H_0^{(1)}(x)$ – функция Ханкеля первого рода нулевого порядка.

Для частных случаев значений дробного порядка (ДП) $\alpha=0$ и $\alpha=1$ представление (4) приводит к известным представлениям потенциалов простого и двойного слоя, используемых для решения задач дифракции с ГУ Дирихле и Неймана, соответственно [16, 18].

Подчиняя функцию $E_z(x, y)$ ДГУ в виде (3), получаем ДИДУ вида

$$\lim_{y \rightarrow 0} D_{ky}^\alpha \int_{-a}^a f^{1-\alpha}(x') G^\alpha(x - x', y) dx' = -\lim_{y \rightarrow 0} D_{ky}^\alpha E_z^i(x, y), \quad (5)$$

где правая часть уравнения – известная функция, а $f^{1-\alpha}(x)$ – неизвестная функция.

Введем безразмерную величину $\xi = x/a \in [-1, 1]$

и новую функцию $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) \equiv af^{1-\alpha}(a\xi)$. Продолжим функцию $\tilde{f}^{1-\alpha}(x)$ нулем вне интервала $[-a, a]$. Приходим к образам Фурье искомой функции:

$$\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) = \frac{ka}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F^{1-\alpha}(\beta) e^{ika\xi\beta} d\beta, \quad F^{1-\alpha}(\beta) = \int_{-1}^1 \tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) e^{-ika\xi\beta} d\xi. \quad (6)$$

Используя выражения для дробной функции Грина, получим представление для рассеянного поля через образ Фурье $F^{1-\alpha}(\beta)$

$$E_z^s = -i \frac{e^{\pm i\pi\alpha/2}}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F^{1-\alpha}(\beta) e^{ik[\beta x + |y|\sqrt{1-\beta^2}]}}{(1-\beta^2)^{(1-\alpha)/2}} d\beta. \quad (7)$$

Теперь ДИДУ (5) в образах Фурье сводится к системе ПИУ относительно неизвестной функции $F^{1-\alpha}(\beta)$:

$$\begin{cases} \int_{-\infty}^{\infty} F^{1-\alpha}(\beta) e^{ika\xi\beta} (1-\beta^2)^{\alpha-1/2} d\beta = -4\pi e^{i\pi/2(1-\alpha)} \sin^\alpha \theta e^{-ika\xi \cos \theta}, & \xi \in [-1, 1], \\ \int_{-\infty}^{\infty} F^{1-\alpha}(\beta) e^{ika\xi\beta} d\beta = 0, & |\xi| > 1. \end{cases} \quad (8)$$

Заметим, что ПИУ (8) для $\alpha=0$ приводит к ПИУ для задачи дифракции Е-поляризованной плоской волны на ИЭП бесконечно тонкой ленте, а при $\alpha=1$ ПИУ опиcывают задачу дифракции на ИМП ленте. ПИУ (8) являются более общими и включает как частные случаи ПИУ, рассмотренные ранее.

Исследуем частный случай $\alpha=0,5$, при котором уравнение (8) имеет аналитическое решение при любом значении частотного параметра ka . Действительно, из (8) легко получить решение в явном виде:

$$\tilde{f}^{0,5}(\xi) = -2ika \sin^{1/2} \theta e^{-ika\xi \cos \theta + i\pi/4},$$

$$F^{0,5}(\beta) = -4i \sin^{1/2} \theta e^{i\pi/4} \frac{\sin ka(\beta + \cos \theta)}{\beta + \cos \theta}$$

Перейдем к рассмотрению СИУ (8) для общего случая $0 < \alpha < 1$. Функция $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi)$ должна удовлетворять условиям на ребре при $\xi \rightarrow \pm 1$. Подчиним функцию $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi)$ условию на ребре вида

$$\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) = O((1-\xi^2)^{\alpha-1/2}) \quad \xi \rightarrow \pm 1 \quad (9)$$

Для частных случаев $\alpha=0$ и $\alpha=1$ условия на ребре имеют вид:

$$\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) = \begin{cases} O((1-\xi^2)^{-1/2}), & \alpha=0 \\ O((1-\xi^2)^{1/2}), & \alpha=1 \end{cases} \quad \xi \rightarrow \pm 1 \quad (10)$$

Условия (10) – известные условия Мейкснера на ребре в задачах теории дифракции [16].

Будем искать функцию $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi)$ в виде равномерно сходящегося ряда по полиномам Гегенбауэра, ортогональным на интервале $[-1, 1]$:

$$\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) = (1-\xi^2)^{\alpha-1/2} \sum_{n=0}^{\infty} f_n^\alpha \frac{1}{\alpha} C_n^\alpha(\xi) \quad (11)$$

где f_n^α – неизвестные коэффициенты. В этом случае функция $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi)$ удовлетворяет условиям на ребре (9). Заметим, что полиномы Гегенбауэра $C_n^\alpha(\xi)$ в частных случаях $\alpha=0$ и $\alpha=1$ сводятся к полиномам Чебышева первого и второго рода $T_n(\xi)$, $U_n(\xi)$ [20] соответственно

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{C_n^\alpha(\xi)}{\alpha} = \begin{cases} \frac{2}{n} T_n(\xi), & n \neq 0 \\ 1, & n = 0 \end{cases}$$

$$\lim_{\alpha \rightarrow 1} \frac{C_n^\alpha(\xi)}{\alpha} = C_n^1(\xi) = U_n(\xi). \quad (12)$$

Применяя преобразование Фурье к ряду (11), получим представление для функции $F^{1-\alpha}(\beta)$ в виде ряда по функциям Бесселя:

$$F^{1-\alpha}(\beta) = \frac{2\pi}{\Gamma(\alpha+1)} \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n f_n^\alpha \frac{\Gamma(n+2\alpha)}{\Gamma(n+1)} \frac{J_{n+\alpha}(ka\beta)}{(2ka\beta)^\alpha}. \quad (13)$$

Преобразуем первое уравнение в (8): умножим обе части уравнения на $e^{-ika\xi\tau}$ и проинтегрируем по ξ от -1 до 1. В итоге, получим уравнение:

$$\int_{-\infty}^{\infty} F^{1-\alpha}(\beta) \frac{\sin ka(\beta - \tau)}{\beta - \tau} (1 - \beta^2)^{\alpha-1/2} d\beta = -4\pi e^{i\pi/2(1-\alpha)} \sin^\alpha \theta \frac{\sin ka(\tau + \cos \theta)}{\tau + \cos \theta} \quad (14)$$

Подставляя представление (13) в ИУ (14) получим БСЛАУ для определения коэффициентов f_n^α

$$\sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n \frac{\Gamma(n+2\alpha)}{\Gamma(n+1)} f_n^\alpha C_{kn}^\alpha = \gamma_k^\alpha, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (15)$$

с матричными коэффициентами

$$C_{kn}^\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} J_{n+\alpha}(ka\beta) J_{k+\alpha}(ka\beta) (1 - \beta^2)^{\alpha-1/2} \frac{d\beta}{\beta^{2\alpha}},$$

$$\gamma_k^\alpha = -2\Gamma(\alpha+1)(2ka)^\alpha i^{1-\alpha} \sin^\alpha \theta \frac{J_{k+\alpha}(ka \cos \theta)}{\cos \theta}.$$

После нахождения коэффициентов f_n^α функция плотности потенциала $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi)$ и ее преобразование Фурье $F^{1-\alpha}(\beta)$ могут быть найдены из выражений (11) и (13), соответственно. Можно показать, что БСЛАУ (15) является СЛАУ типа Фредгольма второго рода, и неизвестные коэффициенты f_n^α могут быть найдены с любой наперед заданной точностью, используя метод редукции. Численные результаты рассмотренной задачи для случая E -поляризации представлены в работе [17], где были приведены численные расчеты рассеивающих характеристик ленты с ДГУ: диаграмма направленности, поперечник обратного рассеяния, плотность распределения поверхностных токов.

Случай H -поляризации для задачи дифракции на ленте с ДГУ был рассмотрен в работе [19].

2. ДИФРАКЦИЯ НА ПОЛУПЛОСКОСТИ С ДГУ

В данном разделе впервые рассматривается задача дифракции электромагнитных волн на полу平面ости с ДГУ. Метод решения ИУ для ограниченных областей,

развитый в предыдущем разделе, будет обобщен для ИУ в полубесконечных областях, к решению которых сводится рассматриваемая задача.

Решению задачи дифракции волн на полу平面ости посвящено много работ. Метод решения задачи дифракции на полу平面ости с идеально проводящей границей рассматривался в [16]. Задача дифракции на полу平面ости обычно решается с помощью метода Винера-Хопфа. Первое применение метода к идеально проводящей полу平面ости можно отнести к работе Copson [21] в 1946г., и независимо Carlson и Heins в 1947г. [22]. Senior в 1952г. впервые применил метод Винера-Хопфа к решению задачи дифракции на импедансной полу平面ости [23] и позже рассмотрел наклонное падение [24]. Задачи дифракции на резистивной и проводящей полу平面остях, а также различных соединенных полу平面остях подробно описаны в [7].

Для строгого решения рассматриваемой задачи предлагается подход, который обобщает результаты работы [25] для идеально проводящих границ и содержит их, как частный случай. Предложенный метод позволил получить БСЛАУ для отыскания неизвестных коэффициентов в разложении рассеянного поля в виде бесконечного ряда.

Пусть на полу平面ость ($x > 0$), бесконечную вдоль оси Oz со стороны $y > 0$ падает плоская E -поляризованная волна $E_z^i(x, y) = e^{-ik(x \cos \theta + y \sin \theta)}$, где θ – угол падения. Полное поле $E_z = E_z^i + E_z^s$ должно удовлетворять ДГУ вида

$$D_{ky}^\alpha E_z(x, y) = 0, \quad y \rightarrow \pm 0, \quad x > 0 \quad (16)$$

а также условию Мейкснера на ребре при $x \rightarrow 0$ [15, 16].

Будем искать рассеянное поле в виде потенциала

$$E_z^s(x, y) \equiv \int_0^{\infty} f^{1-\alpha}(x') G^\alpha(x - x', y) dx' \quad (17)$$

где $f^{1-\alpha}(x)$ – неизвестная функция, G^α – дробная функция Грина, введенная ранее.

Подчиняя полное поле ДГУ (16), получим ДИДУ относительно функции $f^{1-\alpha}(x)$ при $x > 0$:

$$\frac{-i}{4} \lim_{y \rightarrow 0^-} D_{ky}^{2\alpha} \int_0^\infty f^{1-\alpha}(x') H_0^{(1)}(k\sqrt{(x-x')^2 + y^2}) dx' = -\lim_{y \rightarrow 0^-} D_{ky}^\alpha E_z^i(x, y), \quad (18)$$

Продолжим функцию $f^{1-\alpha}(x)$ нулем вне интервала $[0, \infty]$ и перейдем к образу Фурье:

$$F^{1-\alpha}(\beta) = \int_{-\infty}^\infty \tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) e^{-ik\beta\xi} d\xi = \int_0^\infty f^{1-\alpha}(x) e^{-ik\beta x} dx$$

$$\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) = \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty F^{1-\alpha}(\beta) e^{ik\beta\xi} d\beta,$$

где $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) \equiv f^{1-\alpha}(\xi)$ ($\xi > 0$), $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) \equiv 0$ ($\xi < 0$).

Следуя предложенному методу, ДИДУ сводится к системе ПИУ относительно неизвестной функции $F^{1-\alpha}(\beta)$:

$$\begin{cases} \int_{-\infty}^\infty F^{1-\alpha}(\beta) e^{ik\xi\beta} (1-\beta^2)^{\alpha-1/2} d\beta = -4\pi e^{i\pi/2(1-\alpha)} \sin^\alpha \theta e^{-ik\xi \cos \theta}, & \xi > 0, \\ \int_{-\infty}^\infty F^{1-\alpha}(\beta) e^{ik\xi\beta} d\beta = 0, & \xi < 0. \end{cases} \quad (19)$$

В частном случае $\alpha=0,5$ решение ПИУ (19) имеет следующий аналитический вид:

$$f^{1/2}(x) = -2 \sin^{1/2} \theta e^{i\pi/4} e^{-ikx \cos \theta},$$

$$F^{1/2}(\beta) = -2 \sin^{1/2} \theta e^{i\pi/4} \frac{\pi}{k} \delta(\beta + \cos \theta). \quad (20)$$

При этом для рассеянного поля (17) можно получить представление в явном виде

$$E_z^s(x, y) = \frac{i}{2k} e^{\pm i\pi\alpha/2} e^{i\pi/4} \sin^{\alpha-1/2} \theta e^{ik(-\cos \theta x + |y| \sin \theta)}.$$

Перейдем к рассмотрению ПИУ (19) для общего случая $0 < \alpha < 1$. Функция $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi)$ должна удовлетворять условию на ребре при $\xi \rightarrow 0$. Подчиним функцию $\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi)$ условию на ребре вида

$$\tilde{f}^{1-\alpha}(\xi) = O(\xi^{\alpha-1/2}), \quad \xi \rightarrow 0 \quad (21)$$

Для частных случаев $\alpha=0$ и $\alpha=1$ условия на ребре принимают известный вид [15,16] для идеально проводящих границ.

Будем искать функцию $\tilde{f}^{1-\alpha}$ в виде равномерно сходящегося ряда по полиномам Лагерра с неизвестными коэффициентами f_n^α [25]:

$$\tilde{f}^{1-\alpha}(x) = e^{-x} x^{\alpha-1/2} \sum_{n=0}^{\infty} f_n^\alpha L_n^{\alpha-1/2}(2x) \quad (22)$$

В этом случае функция $\tilde{f}^{1-\alpha}$ удовлетворяет условию на ребре (21). Подставляя ряд (22) в первое уравнение (19), получим ИУ

$$\sum_{n=0}^{\infty} f_n^\alpha \int_{-\infty}^\infty \left[\int_0^\infty e^{-t} t^{\alpha-1/2} L_n^{\alpha-1/2}(2t) e^{-ik\beta t} dt \right] \times e^{ik\xi\beta} (1-\beta^2)^{\alpha-1/2} d\beta = R(\xi), \quad (23)$$

где $R(\xi) = -4\pi e^{i\pi/2(1-\alpha)} \sin^\alpha \theta e^{-ik\xi \cos \theta}$ – известная функция.

Используя формулу для преобразования Фурье

полиномов Лагерра [26, стр. 462], получим выражение для интеграла по dt . В итоге ИУ (23) примет вид ($\xi > 0$)

$$\sum_{n=0}^{\infty} f_n^\alpha \frac{\Gamma(n+\alpha+1/2)}{\Gamma(n+1)} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(ik\beta-1)^n}{(ik\beta+1)^{n+\alpha+1/2}} (1-\beta^2)^{\alpha-1/2} e^{ik\xi\beta} d\beta = R(\xi). \quad (24)$$

Для дискретизации уравнения (24), проинтегрируем обе части как $\int_0^\infty (\cdot) e^{-\xi} \xi^{\alpha-1/2} L_m^{\alpha-1/2}(2\xi) d\xi$. После преобразований имеем БСЛАУ

$$\sum_{n=0}^{\infty} f_n^\alpha C_{mn}^\alpha = B_m^\alpha, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \infty \quad (25)$$

где элементы матрицы имеют вид

$$C_{mn}^\alpha = \frac{\Gamma(n+\alpha+1/2)}{\Gamma(n+1)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(ik\beta+1)^{m-n-\alpha-1/2}}{(ik\beta-1)^{n-m-\alpha-1/2}} (1-\beta^2)^{\alpha-1/2} d\beta,$$

$$B_m^\alpha = -4\pi e^{i\pi/2(1-\alpha)} (-1)^{\alpha+1/2} \frac{\sin^\alpha \theta (1-ik \cos \theta)^m}{(1+ik \cos \theta)^{\alpha+m+1/2}}$$

Можно показать, что решая БСЛАУ (25) на основе метода редукции, неизвестные коэффициенты f_n^α могут быть найдены с любой наперед заданной точностью.

Неизвестная функция $\tilde{f}^{1-\alpha}(x)$ определяется из (22), что позволяет и определить рассеянное поле на основе представления (17).

ВЫВОДЫ

В данной работе предложен метод решения интегро-дифференциального уравнения специального вида, к решению которого сводятся задачи дифракции на границах, описываемых ДГУ, когда порядок дробной производной α рассматривается между 0 и 1. Метод рассматривается на модельных двумерных задачах дифракции – ленте и полуплоскости с ДГУ. ДГУ обобщают идеальные границы – ИЭП и ИМП, которые получаются как частный случай при $\alpha=0$ и $\alpha=1$, соответственно. Метод основан на применении ортогональных Полиномов. При этом для ленты применяются полиномы Гегенбауэра, ортогональные на интервале (1,1), а для полуплоскости имеем дело с полиномами Лагерра, ортогональными на интервале (0,∞). Отмечена важная особенность – данный метод позволяет получить решение задачи дифракции в явном виде для одного частного случая $\alpha=0,5$.

- [1]. N. Engheta Microwave and Optical Technology Letters., 1998, 17, N 2, p.86-91.
- [2]. С.Г. Самко, А.А. Килбас, О.И. Маричев Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения. Минск : Наука и техника, 1987, 688 с.
- [3]. M.V. Ivakhnychenko, E. Veliev, T.M. Ahmedov Journal of electromagnetic waves and applications. 2007, 21, N 13, p.1787-1802.
- [4]. E.Veliev, N. Engheta Mathematical methods in electromagnetic theory: 10th international conference: conf. proc. Dnieperpetrovsk, 2004, p. 228–230.
- [5]. N. Engheta Mathematical methods in electromagnetic theory: conf. proc. Kharkiv, 2000. p.34–40.
- [6]. M.A. Leontovich Investigations on radiowave propagation. Academy of Sciences. 1948. Part 2. p. .5–12.
- [7]. T.B. Senior, J.L. Volakis Approximate boundary conditions in electromagnetics. London: The institution of electrical engineers, 1995. – 353 p.
- [8]. M.V.Ivakhnychenko, E.I.Veliev, T.M. Ahmedov Progress in electromagnetics research C. 2008, 2, p.189–205.
- [9]. D.J.Hope, Y.Rahmat-Samii Impedance boundary conditions in electromagnetics. Washington, DC: Taylor and Francis, 1995. 196 p.
- [10]. M. Idemen J. Phys. Soc. Jpn., 1990, 59, N1, p.71–80.
- [11]. S.P. Marin IEEE Transactions on antennas and propagation. 1982, 30, N 6, p. 1045–1049.
- [12]. Z.L. Hyaric IEEE Transactions on antennas and propagation. 2001, 49, N 6, p.916-922.
- [13]. E.Veliev, N. Engheta IEEE AP-S international symposium & USNC/URSI National radio science meeting : 22–27 June 2003 : conf. proc. Ohio, USA, 2003. P. 228.
- [14]. Э.И.Велиев, Т.М.Ахмедов Доклады НАН Азербайджана. 2005, Т. 41, № 4, с. 20–27.
- [15]. Р.Миттра, С.Ли Аналитические методы теории волноводов. М.: Мир, 1974. 327с.
- [16]. Х.Хенл, А.Мауз, К.Вестификаль Теория дифракции; [пер. с нем. под ред. Г.Д.Малюжинца]. М.: Мир, 1964. 428с.
- [17]. E.I. Veliev, M.V.Ivakhnychenko, T.M. Ahmedov Progress in electromagnetics research, 2008, 79, p. 443–462.
- [18]. Д. Колтон, Р.Кресс Методы интегральных уравнений в теории рассеяния. М.: Мир, 1987. 311 с.
- [19]. Т.М.Ахмедов Доклады НАН Азербайджана. 2006, Т. L X11, № 5-6, с. 8-18.
- [20]. Г.Бейтмен, А. Эрдейи Высшие трансцендентные функции, Т.2, М.: Наука, 1974. 297 с.
- [21]. E.T. Copson Quart. J. Math. 1946, 17, p. 19-34.
- [22]. J.F.Carlson, A.E.Heins Quart. Appl. Math., 4. 1947, p. 313-329.
- [23]. T.B.A. Senior Proc. Roy. Soc. London, Seria A. 1952, 213, p. 436-458.
- [24]. T.B.A. Senior Appl. Sci. Res., B8, 1959, p. 35-61.
- [25]. E.I. Veliev Journal of electromagnetic waves and applications. 1999, 13, N 10, p. 1439-1453.
- [26]. А.П.Прудников, Ю.А.Брычков, О.И. Маричев Интегралы и ряды. М.:Наука, 1981, 798 с.

**KƏSİRLİ SƏRHƏD ŞƏRTLƏRİNƏ MALİK MÜSTƏVİ EKRANDA DALĞALARIN DİFRAKSIYASI
MƏSƏLƏLƏRİNİN HƏLLİ ÜSULU**

İşdə xüsusi inteqro-differensial tənliyin həllinin müstəvəi ekranda difraksiya olunan kəsrinin törəmə tərtibi α (0, 1)-da dəyişən kəsirli sərhəd şərti (KSŞ) daxilində verilən məsələlərin həllinə gətirmək təklif olunur. Üsul KSŞ daxilində zolaq və yarımmüstəvidə ikiölçülü difraksiya məsələlərinin modeli üzərində baxılmışdır. $\alpha=0$ və $\alpha=1$ xüsusi hallarında KSŞ ideal elektrik, ideal maqnit keçirici sərhədlərini özündə birləşdirir. Üsul ortoqanal polinomların tətbiqinə əsaslanıb. Bu halda (-1,1) intervalında zolaq üçün Qeqenbauer polinomu yarımmüstəvi hali üçün (0,8) intervalında ortoqanal olan Laqerra polinomu tətbiq olunur. İşdə əsas xüsusiyət ondan ibarətdir ki, bu üsul difraksiya məsələlərinin $\alpha=0,5$ xüsusi hali üçün həllinə aşkar şəkildə nail olmağa imkan verir.

E.I. Veliev, T.M. Ahmedov

**ONE METHOD TO SOLVE ELECTROMAGNETIC WAVES DIFFRACTION PROBLEMS ON
PLANE SCREENS WITH FRACTIONAL BOUNDARY CONDITIONS**

The method to solve a differential-integral equation of a special kind is proposed in this paper, that diffraction problems on plane screens described with fractional boundary conditions (FBC) are reduced to when the fractional order α varies from 0 to 1. The method is considered on test two-dimensional diffraction problems – a strip and a half-plane with FBC. FBC generalize ideal boundaries or more exactly electric and magnetic conducting boundaries which are obtained as a special case when $\alpha = 0$ and $\alpha = 1$, respectively. The method is based on application of orthogonal polynomials. Gegenbauer polynomials orthogonal on the interval (-1,1) are used in case of a strip, while Laguerre polynomials orthogonal on the interval $(0, \infty)$ are used for a half-plane. One important fact is noted: this method allows us to obtain a solution of a diffraction problem in an explicit form in one special case $\alpha=0,5$.

Received: 14.10.09