

ISSN 2521-6368

Volume 4
Number 1
2020

Journal of Baku Engineering University

P H Y S I C S

Journal is published twice a year
Number - 1. June, Number - 2. December

An International Journal

<http://journal.beu.edu.az>

Founder

Havar Mammadov

Editor-in-chief

Niftali Qocayev

Co-Editor

Razim Bayramov

Editorial advisory board

Azer Ahmedov (Baku State University, Azerbaijan)
Cahangir Huseynov (Azerbaijan, Azerbaijan Pedagogical University)
Eldar Qocayev (Azerbaijan, Technical University)
Eldar Masimov (Azerbaijan, Baku State University)
Enver Nakhmedov (Baku Engineering University)
Eyyub Guliyev (Azerbaijan, National Academy of Sciences)
Farhad Rustamov (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)

Gulnara Akhverdiyeva (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)
Izzet Efendiyeva (Azerbaijan, Baku State University)
Larisa Ismayilova (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)
Kerim Allahverdiyev (Azerbaijan, National Aviation Academy Of Azerbaijan)
Namiq Ahmedov (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)
Sajida Abdulvahabova (Azerbaijan, Baku State University)

International Advisory board

Ahmed Abdinov (Azerbaijan, Baku State University)
Anar Rustamov (Germany, Hote Frankfurt University)
Ali Javan (USA, Massachusetts Institute of Technology)
Adil R. Abduragimov (USA, University of California, Los Angeles)
Amrulla Mamedov (Turkey, Bilkent University)
Faig Mikailzade (Turkey, Gebze Technical University, Kocaeli)
Gulshen Agayeva (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)
Irada Aliyeva (Azerbaijan, Baku State University)
Garib Murshudov (York Academy, UK, London)
Hamed Sari-Sarraf (USA, Texas Technik University)
Eden Mamut (Romania, Black Sea Universities Network Center)
Elsen Veli Veliyev (Turkey, Kocaeli University)
Edil Eyvazov (Azerbaijan, Azerbaijan Pedagogical University)
Kamran T. Mahmudov (University of Lisbon, Portugal)
Kev Salihov (Tataristan, Kazan University)
Khalil Kälantär (Displays and Optical Technologies, Japan, Tokio)
Konstantin Voldemarovich Shaitan (Russia, Moskov State University)
M. Iqbal Choudhary (University of Karachi, Pakistan)
Natiq M. Atakishiyev (Universidad Nacional Autonoma de Mexico)
Nizami Gasanliy (Middle East Technical University, Turkey)
Oktai Gassumov (Azerbaijan National Academy of Science, Baku)

Oguz Gulseren (Bilkent University, Turkey)
Olgun Guven (Turkey, Hacettepe University)
Rasim Mamedov (Azerbaijan, Baku State University)
Rauf Jafarov (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)
Sebahattin Tuzemen (Turkey, Ataturk University)
Sevim Akyuz (Turkey, Istanbul University)
S.V. Chernyshenko (Germany, Koblenz University)
Suleyman I. Allahverdiyev (Russian, Academy Science, Moscow)
Svetlana Demuhamedova (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)
Takhmasib Aliyev (METU, Ankara, Turkey)
Taleh Yusifov (University of California, USA, Los Angeles)
Tariel Ismayilov (Azerbaijan, Baku State University)
Tarlan Efendiyev (Belarus, National Academy of Science)
Toshi Nagata (Japan, National Institute for Natural Science)
V. Thavasi (Singapore, National University of Singapore)
Vanin A.F. (Russia, National Academy of Science)
Vagif Nasirov (Azerbaijan, Azerbaijan Pedagogical University)
Vladimir Pashenko (Russia, Moskov State University)
Veli Gusseyinov (National Academy of Science, Baku, Azerbaijan)
Vladimir Gorbarchuk (Poland, Lyubel Polytechnic University)
Yusuf Sahin (Turkey, Ataturk University)

Executive Editors

Shafag Alizade

Assistant Editors

Ulker Agayeva

Lala Hajiyeva

Design

Ilham Aliyev

Contact address

Journal of Baku Engineering University
AZ0102, Khirdalan city, Hasan Aliyev str. 120, Absheron, Baku, Azerbaijan
Tel: 00 994 12 - 349 99 95 **Fax:** 00 994 12 349-99-90/91

e-mail: jr-physics@beu.edu.az

web: <http://journal.beu.edu.az>

facebook: Journal Of Baku Engineering University

Copyright © Baku Engineering University

ISSN 2521-6368

ISSN 2521-6368



Journal of Baku Engineering University

PHYSICS

Baku - AZERBAIJAN

Journal of Baku Engineering University

PHYSICS

2020. Volume 4, Number 1

CONTENTS

THE ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF NONDEGENERATE ELECTRON GAS IN A QUANTUM WELL ASYMMETRIC FORM <i>Huseynagha Huseynov</i>	3
RADIATIVE HIGGS BOSON DECAYS $H(h; A) \Rightarrow f\bar{f}\gamma$ IN THE MSSM <i>Omarova E.Sh.</i>	8
THE INFLUENCE OF DIFFERENT MOLECULAR WEIGHTS OF POLYETHYLENE GLYCOL (PEG) TO THE FORMATION OF THE AQUEOUS TWO PHASE SYSTEM PEG-NATRIUM SALT OF CITRIC ACID-WATER <i>Shahbazova Gunel Mugaddas</i>	18
ELECTRICAL AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF CD1-XZN XO FILMS <i>V.J. Mammadova</i>	23
SEM AND EDS INVESTIGATION OF C-SI/PS (OR PSCD) WAFERS <i>Kh. M. Ahmedova</i>	30
INFLUENCE OF ILLUMINATION INTENSITY ON AC-CONDUCTIVITY (ΣAC) OF Pd2Si/n-Si SCHOTTKY DIODE <i>I.M.Afandiyeva, M.N.Agayev</i>	35
$TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) SOLID SOLUTIONS THERMOELECTRIC PROPERTIES <i>Agaeva Ulkar Mahammadali, Zarbaliyev Mahammadali Mazahir</i>	39
Al-TiW-Pd2Si/n-Si ŞOTTKI DIODUNDA GƏRGİNLİYİN PAYLANMASI <i>İ.M.Əfəndiyeva, Ç.Q.Axundov</i>	48

UOT:539,21:537,86 538,9-405:537,86PACS: 73.21.Cd

THE ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF NONDEGENERATE ELECTRON GAS IN A QUANTUM WELL ASYMMETRIC FORM

HUSEYNAGHA HUSEYNOV

Azerbaijan University of Architecture and Construction

Baku/AZERBAIJAN

huseynov.h.i@mail.ru

ABSTRACT

In this paper, a two-dimensional non-degenerate electron gas in an asymmetric quantum well is considered and analytical expressions for the chemical potential and electrical conductivity are found. The dependence of the chemical potential of the nondegenerate electron gas on the well parameters: width and potential is studied. It was found that the electrical conductivity in the scattering of charge carriers on polar optical phonons is twice greater than in scattering on acoustic phonons. It is shown that in the case of deep quantum wells the electrical conductivity depends linearly on the concentration and does not depend on the potential of the quantum well.

Keywords: asymmetric, quantum well, semi-parabolic, electrical conductivity.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ НЕВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ АСИММЕТРИЧНОЙ ФОРМЕ

РЕЗЮМЕ

В данной работе рассмотрен двумерный невырожденный электронный газ в квантовой яме асимметричного вида и найдены аналитические выражения для химического потенциала и электропроводности. Исследована зависимость химического потенциала невырожденного электронного газа от параметров ямы: ширины и потенциала. Получено, что электропроводность при рассеянии носителей заряда на полярных оптических фононах в два раза больше, чем при рассеянии на акустических. Показано, что в случае глубоких квантовых ям электропроводность линейно зависит от концентрации и не зависит от потенциал квантовой ямы.

Ключевые слова: асимметричный, квантовая яма, полупараболический, электропроводность.

ASİMMETRİK FORMALI KVANT ÇUXURUNDA CIRLAŞMAMIŞ ELEKTRON QAZININ ELEKTRİKKEÇİRİCİLİYİ

XÜLASƏ

İndiki işdə asimetrik formalı kvant çuxurunda cırlaşmamış elektron qazına baxılmış, kimyəvi potensial və elektrikkeçiricilik üçün analitik ifadələr alınmışdır. Cırlaşmamış elektron qazı üçün kimyəvi potensialın çuxurun parametrləri: eni və potensialından asılılığı tədqiq olunmuşdur. Alınmışdır ki, elektrikkeçiricilik polyar optik fononlardan səpilmədə akustik səpilmə halına nisbətən iki dəfə böyükdür. Göstərilmişdir ki, dərin kvant çuxuru halında elektrikkeçiricilik konsentrasiyadan xətti asılıdır, lakin kvant çuxurun potensialından asılı deyil.

Açar sözlər: Asimetrik, kvant çuxur, yarıparabolik, elektrikkeçiricilik.

1. Introduction.

Theoretical and experimental study of the physical properties of low-dimensional structures, as well as their application in modern electronics are closely related to the level of technology for their production. Technological methods developed in recent years: molecular-beam epitaxy, gas-phase epitaxy and nanolithography allow obtaining low-dimensional structures with quantum wells of different profiles [1].

The physical properties of a two-dimensional electron gas in symmetric quantum wells have been studied in many papers, see for example [1–4]. Real low-dimensional structures are

created on the basis of quantum wells of asymmetric form and in such structures new physical phenomena are observed [5–8], and also using them it is possible to achieve improvement of physical characteristics of nanoelectronics devices [1]. Therefore, to study kinetic effects in such structures is of interest. Asymmetric quantum wells can be obtained by external action (for example, electric, magnetic fields) [5,8,9,10] and these quantum structures are successfully used in the creation of infrared photodetectors, memory elements, single-electron transistors, semiconductor lasers, as well as to increase the contrast of the VAC resonance-tunnel diodes. In most works, the degenerate electron gas in a quantum well with a semi-parabolic potential is considered, and the non-degenerate electron gas is weakly studied.

In this paper, the electrical conductivity of a nondegenerate electron gas in a semi-parabolic quantum well with electron-phonon scattering is studied. The influence of the parameters of a semi-parabolic quantum well on the electrical conductivity is studied. It is shown that the electrical conductivity in the case of scattering of conduction electrons on polar optical phonons is twice greater than in the case of scattering on acoustic phonons. It is shown that the electrical conductivity decreases due to the additional term, which increases in proportion to the square of the small parameter of the well. In the case of deep quantum wells, σ linearly depends on the concentration and does not depend on the potential of the quantum well.

2. The chemical potential of a two-dimensional nondegenerate electron gas in a semi-parabolic quantum well.

In this paper, we consider a quantum well in a semi-parabolic form with potential energy $V(z)$ [12]:

$$V(z) = \begin{cases} V_s \left(\frac{z}{d}\right)^2, & 0 < z \leq d \\ \infty, & z \leq 0 \end{cases} \quad (1)$$

Here V_s is the maximum potential energy, d is the width of the quantum well. The potential with this characteristic can be created when growing crystalline films on the substrate. In these situations, both surfaces of the film are in different conditions and therefore the potential becomes asymmetric.

In two-dimensional structures the movement of conduction electrons in the (x, y) plane is free and the energy is of the form: $\varepsilon = \varepsilon_{\perp} = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2)$, but perpendicular to the layer plane motion is limited and therefore the energy of conduction electrons is quantized $\varepsilon = \varepsilon_n = \hbar\omega_s \left(2n + \frac{3}{2}\right)$. So the energy of conduction electrons consists of two components:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\perp} + \varepsilon_n = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2) + \hbar\omega_s \left(2n + \frac{3}{2}\right), \quad (2)$$

where \hbar is Planck's constant, m is the electron mass, k_x, k_y are components the wave vector of conduction electrons in the (x, y) plane, $n = 0, 1, 2, \dots$ quantum number, $\omega_s = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2V_s}{m}}$ is the frequency of electrons in a semi-parabolic quantum well.

The behavior of the electron gas in a quantum well depends mainly on the position of the chemical potential, which in turn depends on the concentration, temperature, and parameters of the quantum well. Therefore, in the study of quantum phenomena occurring in the quantum well, it is necessary to determine the chemical potential. To determine the chemical potential, we proceed from the expression of the conductivity electron concentration [11].

$$n_{el} = \frac{mk_0T}{\pi\hbar^2d} \sum_{n=0}^{\bar{n}} \ln \left(1 + e^{\frac{\zeta - \varepsilon_n}{k_0T}} \right) \quad (3)$$

where, ζ is the chemical potential, k_0 is the Boltzmann constant, T is the absolute temperature.

The condition for the absence of degeneration of the electron gas is determined: $e^{\frac{\zeta}{k_0T}} \ll 1$ or $e^{\frac{\zeta - \varepsilon_n}{k_0T}} \ll 1$. Then,

$$n_{el} = \frac{mk_0T}{\pi d \hbar^2} \sum_{n=0}^{\bar{n}} e^{\frac{\zeta - \varepsilon_n}{k_0T}} = \frac{mk_0T}{\pi d \hbar^2} e^{\frac{\zeta}{k_0T}} \sum_{n=0}^{\bar{n}} e^{-\frac{\varepsilon_n}{k_0T}} \quad (4)$$

For the chemical potential of (4) we get:

$$\zeta = -k_0T \ln \frac{mk_0T}{\pi d \hbar^2 n_{el}} \left[\left(1 - e^{-\frac{2\hbar\omega_s}{k_0T}} \right)^{-1} + (\bar{n} + 1) e^{-\frac{3\hbar\omega_s}{2k_0T}} \right] \quad (5)$$

From (5) it can be seen that the chemical potential is negative and nonmonotonically depends on the well parameters. Here it is necessary to consider the limiting cases on the parameters of the well:

a) Deep well, low temperatures: $\hbar\omega_s/k_0T \gg 1$

$$\zeta = -k_0T \ln \frac{mk_0T}{\pi d \hbar^2 n_{el}} \quad (6)$$

In the case of a deep potential well, the chemical potential is independent of the well potential.

b) In the case $\hbar\omega_s/k_0T \ll 1$, of the chemical potential is:

$$\zeta = -k_0T \ln \frac{mk_0T}{\pi d \hbar^2 n_{el}} \left[\frac{k_0T}{2\hbar\omega_s} + (\bar{n} + 2) \right] \quad (7)$$

In this case, the chemical potential significantly depends on both of the potential and width of the well.

3. Electrical conductivity of a nondegenerate electron gas in an asymmetric quantum well.

To determine the electrical conductivity of a non-degenerate electron gas in a semi-parabolic- quantum well for the geometry $\vec{E}(E_x, 0, 0)$, we use the formula of [11].

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_0} = \frac{\sum_{n=0}^{\bar{n}} F_{r+1}(\zeta^* - \varepsilon_n^*)}{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\zeta^* - \varepsilon_n^*)} = \frac{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) \int_{\varepsilon_n^*}^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon^*} \right) (\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)^{r+1} d\varepsilon^*}{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)} \quad (8)$$

Here $F_{r+1}(\zeta^* - \varepsilon_n^*) = \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) x^r dx$ - is the Fermi integral, which for non-degenerate electron gas is expressed in terms of gamma functions [13]: $F_r(\zeta^*) = e^{\zeta^*} \Gamma(r + 1)$, where r is the scattering parameter, which is included in the formula for the relaxation time of a two-dimensional electron gas [14], $x = \varepsilon^* = \frac{\varepsilon}{k_0T}$, $\varepsilon_n^* = \frac{\varepsilon_n}{k_0T}$, $\zeta^* = \frac{\zeta}{k_0}$, $\Theta(\varepsilon - \varepsilon_n)$ - is a Heavisite step function.

When scattering on acoustic phonons ($r = 0$) for electrical conductivity using formula (8), we obtain:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_0} = \frac{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) \int_{\varepsilon_n^*}^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon^*} \right) (\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) d\varepsilon^*}{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)} \quad (9)$$

$$\text{where, } \sigma_0 = \frac{e^2 \tau_0 n_0}{m}, \tau_0 = \frac{\pi \hbar^2 d}{m} \left(\frac{2mk_0T}{\hbar^2} \right)^r \frac{1}{A_r}, n_0 = \frac{mk_0T}{\pi d \hbar^2}.$$

From formula (9) for non-degenerate electron gas using the asymptotics of the Fermi integral, we have

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{o.ak}} = e^{\frac{\zeta}{k_0T}} \left[\frac{1}{\bar{n}+1} \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega_s}{k_0T}} \right)^{-1} + e^{-\frac{3\hbar\omega_s}{k_0T}} \right] \quad (10)$$

In the case of scattering of charge carriers on polar optical phonons ($r=1$) from the formula (8) for electrical conductivity we obtain:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{o.op}} = 2 \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{o.ak}} = 2e^{\frac{\zeta}{k_0T}} \left[\frac{1}{\bar{n}+1} \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega_s}{k_0T}} \right)^{-1} + e^{-\frac{3\hbar\omega_s}{k_0T}} \right] \quad (11)$$

Comparison of expressions (10) and (11) shows that the electrical conductivity is twice greater when scattering on polar optical phonons than when scattering on acoustic phonons.

Substituting the expressions for the chemical potential (5) in the formula (10) for σ , we obtain:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_0} = \frac{\pi \hbar^2 dn_{el}}{mk_0T} \frac{\frac{1}{\bar{n}+1} \left(1 - e^{-\frac{2\hbar\omega_s}{k_0T}} \right)^{-1} + e^{-\frac{3\hbar\omega_s}{k_0T}}}{\frac{k_0T}{2\hbar\omega_s} + \bar{n} + 2} \quad (12)$$

When $\hbar\omega_s/k_0T \gg 1$ from formula (12) we have:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_0} = \frac{\pi \hbar^2 dn_{el}}{mk_0T} \frac{1}{(\bar{n}+1)(\bar{n}+2)} \quad (13)$$

From (13) it follows that in the case of a deep quantum well, the electrical conductivity linearly depends on the concentration of conduction electrons and the width of the well, and inversely depends on temperature.

In the case of $\hbar\omega_s/k_0T \ll 1$, the electrical conductivity is determined by the following formula:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_0} = \frac{\pi \hbar^2 dn_{el}}{mk_0T} \left[\frac{1}{\bar{n}+1} - 3 \left(\frac{\hbar\omega_s}{k_0T} \right)^2 \right] \quad (14)$$

It follows from (14) that in the case of a deep quantum, σ depends on both the width of the well and the potential, and the electrical conductivity decreases by a value proportional to the square of the frequency of the semi-parabolic potential of the quantum well.

4. Conclusion

In this paper, we consider a two-dimensional non-degenerate electron gas in an asymmetric quantum well. Analytical expressions for chemical potential and electrical conductivity are found. The dependence of the chemical potential of a nondegenerate electron gas on the well parameters: width and potential is investigated. It is found that the electrical conductivity in the scattering of charge carriers on polar optical phonons is two times greater than in scattering on acoustic ones. It is shown that the electrical conductivity decreases due to the additional term, which increases in proportion to the square of the small parameter of the well. In the case of deep quantum wells, σ linearly dependent on the concentration and independent on the potential of the quantum well

REFERENCES

- [1] В.П. Драгунов, И.Г.Неизвестный, В.А. Гридчин. Основы нанoeлектроники. Ново-сибирск: Изд. НГТУ, 332с. 2000
- [2] John H. Davies. The physics of low- dimensional semiconductors. Cambridge University Press, 450p, 1998.
- [3] С.И. Борисенко. Физика полупроводниковых наноструктур. Издательство Томского Политехнического Университета, 115с., 2010,
- [4] Ф.М. Гашидзе, М.М. Бабаев, Х.А. Гасанов. Термоэдс полупроводниковой пленки с параболическим потенциалом в сильном магнитном поле. ФТТ, т.43, с.1776-1778, 2001
- [5] E.Kasapoglu, F.Ungan, C.A.Duque, U.Yesilgul, M.E.Mora Ramos, H.Sari, I.Sokmen. The effects of electric and magnetic fields on the non-linear optical properties in the step-like asymmetric quantum well, Physica E 61, p.1107-1110, 2014
- [6] Nguyen Thanh Tiena, Nguyen Nhut Tuan Hunga, Tien Tin Nguyena, Pham Thi Bich Thao. Linear intersubband optical absorption in the semi-parabolic quantum well based on AlN/AlGaIn/AlN under a uniform electric field, Physica B, 519, p. 63-68, 2017
- [7] Ru-Yu Yan, Jian Tang and Zhi-Hai Zhang. Optical properties in GaAs/AlGaAs semi-parabolic quantum wells by the finite difference model: Combined effects of electric and magnetic fields, International Journal of Modern Physics B32, 1850159(12 pages), 2018
- [8] B.I.Guliev, S.R.Figarova, H.I.Huseynov and V.R.Figarov. Semi-parabolic quantum well electrical conductivity. Eur.Phys.J.Plus 134:264, 2019
- [9] E.C.Niculescu, N.Eseanu. Interband absorption in square and semi-parabolic near surface quantum wells under intense laser field. Eur.Phys.J.B, 79, 313-319, 2011
- [10] F.M.S.Lima, A.L.A.Fonseca, O.A.C.Nunes, Q.Fanyao. Electric field effects on electron mobility in n-AlGaAs/GaAs/AlGaAs single asymmetric quantum wells. J.Applied Physics 92, 5296-5303, 2002
- [11] S.R.Figarova, G.H.Hasieva, V.R.Figarov. Negative differential conductivity in quantum well with complex potential profile for electron-phonon scattering. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, v.78, p. 10-13, 2016
- [12] Б.И.Кулиев, С.Р.Фигарова, Г.И.Гусейнов. Энергия Ферми двумерного электронного газа в квантовой яме асимметричной форме. Учение записки. Фундаментальные науки. АзТУ, Баку, т.2, №2, с.80-86, 2016
- [13] В.М.Аскеров, С.Р.Фигарова. Thermodynamics, Gibbs method and Statistical Physics of Electron Gases. Springer, Heidelberg, 374p., 2010
- [14] В.М.Аскеров, В.И.Кулиев, С.Р.Фигарова, I.R.Gadirova. Electron-phonon scattering and anisotropy of conductivity in quasi-two-dimensional systems, J.Phys.:Condens.Matter 7,843, 1995

UOT: 539.12-17

PACS:12.60. - i, 14.70. Bh, 14.70. Dj, 14.80. Da

RADIATIVE HIGGS BOSON DECAYS $H(h; A) \Rightarrow f\bar{f}\gamma$ IN THE MSSM**OMAROVA E. SH.**

Baku State University

Baku / AZERBAIJAN

emiliya.abdullayeva@inbox.ru

ABSTRACT

In the framework of the Minimal Supersymmetric Standard Model, we studied the bremsstrahlung of a polarized photon in the decay channels of Higgs bosons into a fermion-antifermion pair: $H(h; A) \Rightarrow f\bar{f}\gamma$. Feynman diagrams corresponding to the emission of a photon by a fermion and an antifermion are considered. Taking into account the longitudinal polarizations of the fermion pair and the circular polarization of the photon, analytical expressions for the decay width are obtained. The degree of circular polarization of the photon, the degree of longitudinal polarization of the fermion, and also the angular asymmetry of the front and back are determined. The dependence of these asymmetries on the polar angle θ and the invariant mass x of the fermion pair is studied in detail

Keywords: Minimal Supersymmetric Standard Model, Higgs-boson, fermion pair, photon, decay width.

MSSM-DƏ HİQQS BOZONLARIN RADİASİYA PARÇALANMALARI $H(h; A) \Rightarrow f\bar{f}\gamma$ **XÜLASƏ**

Minimal Supersimmetrik Standart Model çərçivəsində Hiqq s bozonların fermion-antifermion cütünə parçalanması kanallarında polyarlaşmış fotonun tormozlanma şüalanması prosesləri tədqiq edilmişdir: $H(h; A) \Rightarrow f\bar{f}\gamma$. Fotonun fermion və antifermion tərəfindən şüalanmasına uyğun Feynman diaqramlarına baxılmışdır. Fermionların uzununa, fotonun isə dairəvi polyarlaşmalarını nəzərə almaqla, parçalanma kanallarının enləri üçün ümumi ifadələr alınmışdır. Fotonun dairəvi polyarlaşma dərəcəsi, fermionun uzununa polyarlaşma dərəcəsi, həmçinin də irəli-geri bucaq asimetriyası təyin edilmişdir. Həmin asimetriyaların polyar θ bucağından və fermion cütünün invariant x kütləsindən asılılıqları ətraflı öyrənilmişdir.

Açar sözlər: Minimal Supersimmetrik Standart Model, Hiqq s bozon, fermion cütü, foton, parçalanma eni.

РАДИОЦИОННЫЕ РАСПАДЫ ХИГГС БОЗОНОВ $H(h; A) \Rightarrow f\bar{f}\gamma$ В МССМ**РЕЗЮМЕ**

В рамках Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели исследован тормозное излучение поляризованного фотона в каналах распада Хиггс бозонов на фермион-антифермионную пару: $H(h; A) \Rightarrow f\bar{f}\gamma$. Рассмотрены диаграммы Фейнмана, соответствующие излучению фотона фермионом и антифермионом. С учетом продольных поляризаций фермионной пары и циркулярной поляризации фотона получены аналитические выражения для ширины распадов. Определены степень циркулярной поляризации фотона, степень продольной поляризации фермиона, а также угловая асимметрия вперед-назад. Подробно изучена зависимость этих асимметрий от полярного угла θ и инвариантной массы x фермионной пары.

Ключевые слова: Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель, Хиггс-бозон, фермионная пара, фотон, ширина распада.

1. Introduction

The Standard model (SM), based on the local gauge symmetry $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, describes well the physics of strong and electroweak interactions between quarks and leptons

[1–4]. A doublet of scalar fields $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$, a neutral component, which has a nonzero vacuum value, is introduced into the model. As a result of spontaneous symmetry breaking due to quantum excitations of the scalar field, the standard Higgs boson H_{SM} appears, and due to the interaction with this field, the gauge bosons (W^\pm, Z^0), quarks and charged leptons acquire mass. This mechanism of particle mass generation is known as the mechanism of spontaneous breaking of Higgs symmetry

The Higgs scalar boson search program was one of the main tasks of the Large Hadron Collider (LHC) at CERN. The discovery of the Higgs boson with characteristics consistent with the predictions of SM was carried out by the ATLAS and CMS collaborations in 2012 [5, 6] (see also reviews [7–9]).

In the very first experiments conducted at the LHC, the basic properties of this particle were established. The Higgs boson is a scalar particle with spin zero, possessing positive parity, a nonzero vacuum value, mass of about 125 GeV, interacting with W^\pm and Z^0 bosons, as well as leptons and quarks with a constant proportional to their masses. With the discovery of the Higgs boson in SM, a new stage began to study the properties of the fundamental interactions of elementary particles. In this regard, interest in various channels of the production and decay of the Higgs boson has increased significantly. Various properties of the Higgs boson were studied in a number of works [1, 2, 10, 11].

Along with the SM, the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) is widely discussed in the literature [4, 12–17]. It introduces two complex Higgs $SU_L(2)$ doublets with hypercharges -1 and $+1$:

$$\varphi_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad \varphi_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

To obtain the physical fields of the Higgs boson, the fields φ_1 and φ_2 are written as

$$\varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \nu_1 + H_1^0 + iP_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad \varphi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_2^+ \\ \nu_2 + H_2^0 + iP_2^0 \end{pmatrix}.$$

Where H_1^0, P_1^0, H_2^0 and P_2^0 are real fields describing the system excitations with respect to the vacuum states $\langle \varphi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \nu_1$ and $\langle \varphi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \nu_2$. The CP-even Higgs bosons H and h are obtained by mixing the fields H_1^0 and H_2^0 (mixing angle α):

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

Similarly mix the fields P_1^0 and P_2^0 , H_1^\pm and H_2^\pm (mixing angle β):

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1^0 \\ P_2^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^\pm \\ H_2^\pm \end{pmatrix}.$$

Here, G^0 and G^\pm are neutral and charged Goldstone bosons, A is a CP-odd Higgs boson, and H^\pm is charged Higgs bosons.

Thus, after spontaneous symmetry breaking, five Higgs particles appear in the MSSM: CP-even H - and h -bosons, CP-odd A -boson, and charged H^\pm -bosons. In the MSSM, the Higgs sector is characterized by six parameters $M_H, M_h, M_A, M_{H^\pm}, \alpha$ and β . Of these, the parameters M_A and $tg\beta$ are free. The parameter $tg\beta$ is equal to the ratio $\frac{v_2}{v_1}$ and varies

within $1 \leq tg\beta \leq \frac{m_t}{m_b} = 35.5$. Masses of CP-even H - and h -bosons are expressed by masses M_A and M_Z :

$$M_{H(h)}^2 = \frac{1}{2} \left[M_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right].$$

The mixing angles of fields α and β are related by

$$tg2\alpha = tg2\beta \cdot \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2}, \left(-\frac{\pi}{2} \leq \alpha < 0 \right).$$

Higgs bosons H, h, A – can decay through various channels [see works [15,18-21]. One of the main decay channels of the MSSM Higgs bosons is $H(h; A) \Rightarrow f + \bar{f}$, where $f\bar{f}$ is a pair of fundamental fermions (leptons, quarks). Along with these channels, much attention is paid to the radiative decay of $H(h; A) \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$. In [22–26], the decay width of the standard Higgs boson $H_{SM} \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$ was determined, the distribution of the fermion pair over the invariant mass, and also the forward-backward angular asymmetry, the degrees longitudinal and transverse polarizations of the fermions were studied.

The aim of this work is to study the degree of circular polarization of the γ quanta and the degree of longitudinal polarization of fermions in the decays of the Higgs bosons of the MSSM

$$H(h; A) \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma, \quad (1)$$

where $f\bar{f}$ is the fermion pair (lepton $\tau^- \tau^+$ or quark $c\bar{c}, b\bar{b}, t\bar{t}$ pair). In the framework of the MSSM, taking into account the longitudinal polarizations of the fermions and the circular polarization of the photon, analytical expressions for the decay width are obtained. The degree of circular polarization of the photon is studied in detail as a function of the polar angle θ and the invariant mass x of the fermion pair.

2. Photon emission by fermions

The radiative decay of the MSSM Higgs bosons (1) into a fermion pair is described by two types of Feynman diagrams shown in Fig. 1. Diagrams a) and b) correspond to the emission of a photon by fermions, and the rest are different loop diagrams (fermion, W - boson, Higgs boson, scalar fermion and other loop diagrams).

The matrix element corresponding to the diagram a) Fig.1 can be written as:

$$M_{i \rightarrow f} = ig_{\Phi ff} e Q_f [\bar{u}_f(p_1, \lambda_1) R v_f(p_2, \lambda_2)]. \quad (2)$$

Here $\Phi = h; H$;

$$R = \hat{e}^* \cdot \frac{\hat{p}_1 + \hat{k} + m_f}{(p_1 + k)^2 - m_f^2} - \frac{\hat{p}_2 + \hat{k} - m_f}{(p_2 + k)^2 - m_f^2} \cdot \hat{e}^*,$$

$g_{\Phi ff}$ – the Higgs-boson coupling constant with the fermion pair, (according to the MSSM, the coupling constants of H , h and A bosons with a fermion pair are determined by the expressions given in Table 1), m_f and Q_f – mass and charge of fermion f , e^* – 4- polarization vector of the photon, p, p_1, p_2 and k – 4-momenta of the Higgs boson, fermion, antifermion, and photon, respectively, λ_1 and λ_2 – helicity of fermion and antifermion.

Using the Dirac equations

$$\bar{u}_f(p_1, \lambda_1)(\hat{p}_1 - m_f) = 0, \quad (\hat{p}_2 + m_f)v_f(p_2, \lambda_2) = 0,$$

matrix element (2) can be reduced to:

$$M_{i \rightarrow f} = -iA_0 \cdot \frac{g_{\Phi ff}}{g_{H_{SM}ff}} [\bar{u}_f(p_1, \lambda_1) R v_f(p_2, \lambda_2)], \quad (3)$$

where

$$A_0 = \frac{2\pi\alpha_{KED}m_f}{M_W \sin \theta_W}, \quad (4)$$

$$R = \frac{2(e^* \cdot p_1) + \hat{e}^* \hat{k}}{2(p_1 \cdot k)} - \frac{2(e^* \cdot p_2) + \hat{k} \hat{e}^*}{2(p_2 \cdot k)}, \quad (5)$$

M_W – mass of W - boson, θ_W – Weinberg angle, $g_{H_{SM}ff}$ – coupling constant of the standard Higgs boson with a fermion pair:

$$g_{H_{SM}ff} = \frac{m_f}{\eta} = m_f [\sqrt{2}G_F]^{1/2}.$$

Here, η is the vacuum value of the standard Higgs boson field, G_F is the Fermi constant of weak interactions.

Figure.1. Feynman loop diagrams for decay $H(h;A) \rightarrow f\bar{f}\gamma$

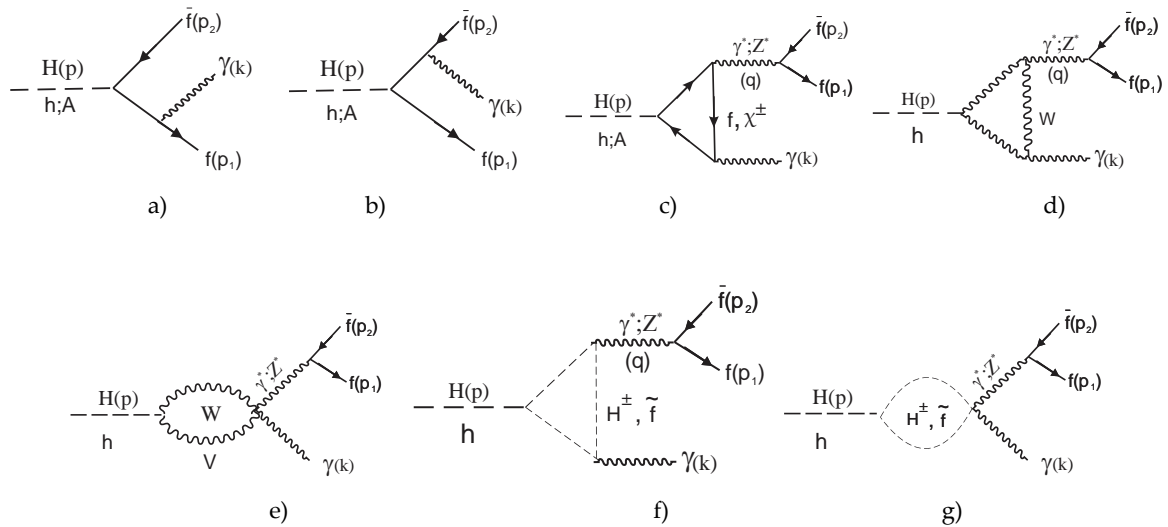


Table 1. Coupling constants of Higgs bosons in the MSSM

Φ	$\frac{g_{\Phi tt}}{g_{H_{SM}tt}}$	$\frac{g_{\Phi bb}}{g_{H_{SM}bb}}$	$\frac{g_{\Phi \tau\tau}}{g_{H_{SM}\tau\tau}}$
H	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$
h	$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$	$-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta}$	$-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta}$
A	$ctg\beta$	$tg\beta$	$tg\beta$

From the table it follows that the coupling constants $g_{\Phi ff}$ the greater, the greater the mass of the fermion m_f . Therefore, during the decay of the Higgs bosons of the MSSM $H(h; A)$, fermion pairs $\tau^- \tau^+$, $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ can be generated. In the decay of the heavier H - and A - bosons, the production of a $t\bar{t}$ -quark pair can occur $H(h; A) \Rightarrow t + \bar{t} + \gamma$. Due to the low mass of fermions, the decay channels are $H \Rightarrow e^- + e^+ + \gamma$; $\mu^- + \mu^+ + \gamma$; $u + \bar{u} + \gamma$; $d + \bar{d} + \gamma$; $s + \bar{s} + \gamma$ suppressed.

The study of $H(h; A) \Rightarrow \tau^- + \tau^+ + \gamma$ decays is of particular interest, since the decay channels of the τ -lepton, $\tau^- \Rightarrow \pi^- + \nu_\tau$, $\tau^- \Rightarrow K^- + \nu_\tau$, and $\tau^- \Rightarrow \rho^- + \nu_\tau$ make it possible to measure the polarization of the τ^- -lepton. In addition, in decays $H(h; A) \Rightarrow \tau^- + \tau^+ + \gamma$, a photon can acquire circular polarization, the measurement of which is a source of additional information about the Higgs bosons of the MSSM H , h and A .

In the case of the decay of the CP odd A boson, the matrix element is written as:

$$M(A \rightarrow f\bar{f}\gamma) = ig_{Aff} eQ_f [\bar{u}_f(p_1, \lambda_1) R_0 v_f(p_2, \lambda_2)],$$

where

$$R_0 = \hat{e}^* \cdot \frac{\hat{p}_1 + \hat{k} + m_f}{(p_1 + k)^2 - m_f^2} \cdot \gamma_5 - \gamma_5 \cdot \frac{\hat{p}_2 + \hat{k} - m_f}{(p_2 + k)^2 - m_f^2} \cdot \hat{e}^*$$

This matrix element is reduced to the form:

$$M(A \rightarrow f\bar{f}\gamma) = -ig_{Aff} eQ_f [\bar{u}_f(p_1, \lambda_1) \gamma_5 R v_f(p_2, \lambda_2)]. \quad (6)$$

Based on the matrix elements (3) and (6), the expression for the decay width $H(h; A) \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$ is obtained (in the system of the center of mass of the fermion pair $\vec{q} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$, the terms proportional to the mass ratio $\frac{m_f^2}{M_\Phi^2}$ are neglected):

$$\frac{d\Gamma}{dx dz} = \frac{A_0^2 M_\Phi \nu}{2^{10} \pi^3 (1-x)} \cdot \left(\frac{g_{\Phi ff}}{g_{H_{SM}ff}} \right)^2 \frac{N_C}{(1-\nu^2 z^2)^2} \times \left\{ (1 + \lambda_1 \lambda_2)(1+x^2)(1-\nu^2 z^2) + s_\gamma (\lambda_1 + \lambda_2)(1-x)[2x\nu^2(1-z^2) + (1-x)(1-\nu^2 z^2)] \right\}, \quad (7)$$

where $s_\gamma = \pm 1$ - characterizes the circular polarization of the photon (for $s_\gamma = +1$ - the photon has the right, and for $s_\gamma = -1$ - the left circular polarization), $z = \cos \theta$, θ is the angle between the Higgs momenta of the boson and fermion, x is the invariant mass fermion pair in units of M_Φ^2 :

$$x = \frac{q^2}{M_\Phi^2} = \frac{s}{M_\Phi^2} = \frac{(p_1 + p_2)^2}{M_\Phi^2}, \quad (8)$$

$v = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{s}}$ is the fermion velocity, N_C is the color factor (for the quark pair, $N_C = 3$ for the lepton pair $N_C = 1$).

The decay width (7) indicates that the fermion and antifermion should have the same helicities: $\lambda_1 = \lambda_2 = \pm 1$ ($f_R \bar{f}_R$ or $f_L \bar{f}_L$, where f_L and f_R are the right and left polarized fermion). This is due to the conservation of the total moment in the transition $\Phi \Rightarrow f + \bar{f}$. It also follows from the decay width (7) that, when a longitudinally polarized fermion pair is produced, the γ -quanta acquires circular polarization.

The degree of circular polarization of a photon is determined by the formula

$$P_\gamma = \frac{d\Gamma(\lambda_1; s_\gamma = +1)/dx dz - d\Gamma(\lambda_1; s_\gamma = -1)/dx dz}{d\Gamma(\lambda_1; s_\gamma = +1)/dx dz + d\Gamma(\lambda_1; s_\gamma = -1)/dx dz} =$$

$$= \lambda_1 \cdot \frac{(1-x)[2xv^2(1-z^2) + (1-x)(1-v^2z^2)]}{(1+x^2)(1-v^2z^2)}. \quad (9)$$

Figure 2 shows the angular dependence of the degree of circular polarization of the γ quanta in the decay $A \Rightarrow \tau^- + \tau^+ + \gamma$ at various lepton mass. It can be seen that for the values of the cosine of the angle $0 \leq z \leq 0.9$, the degree of circular polarization of the γ -quanta is almost constant, and for $0.9 < z \leq 1$, with increasing cosine of the angle θ , the degree of circular polarization of the γ -quanta decreases. An increase in the invariant mass of the $\tau^- \tau^+$ -lepton mass x leads to a decrease in the degree of circular polarization of the γ quanta.

Figure 2. Angular dependence of the degree of circular polarization

γ quanta in the $A \Rightarrow \tau^- \tau^+ \gamma$ decay at $\lambda_1 = +1$

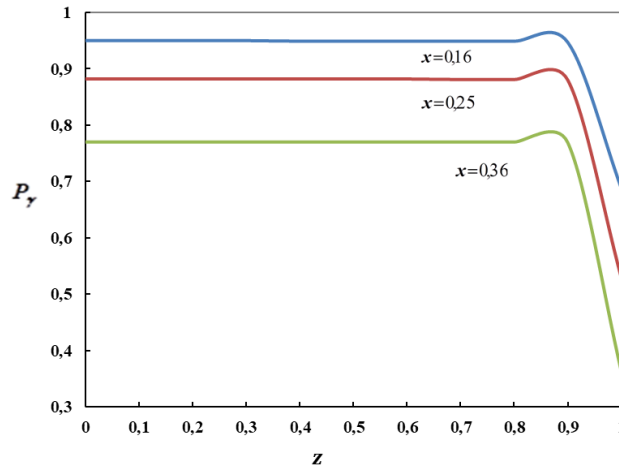
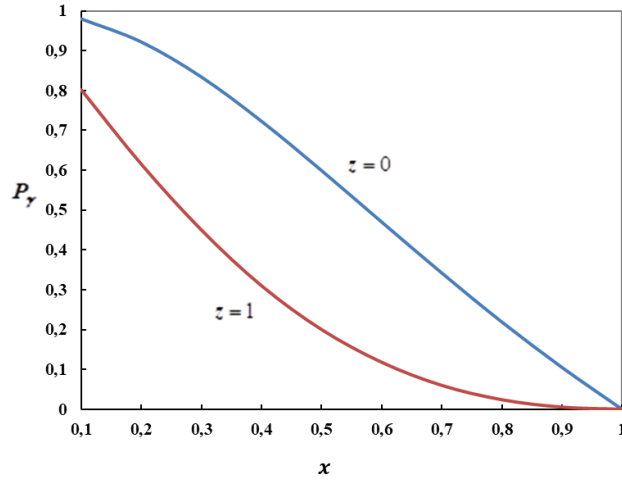


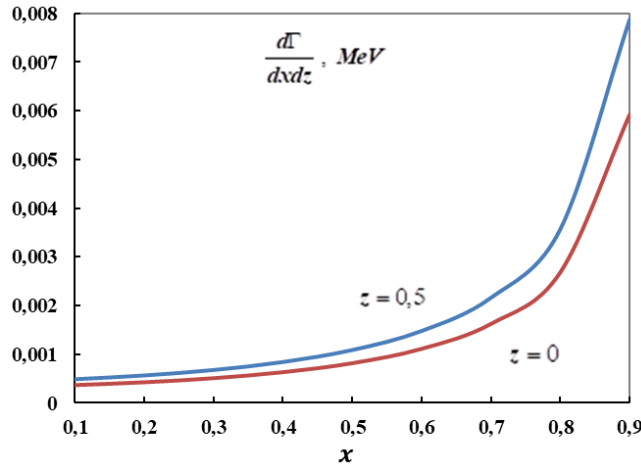
Figure 3 shows the dependence of P_γ on the invariant mass x in the decay of $H \Rightarrow \tau^- + \tau^+ + \gamma$ at $z=0$ and $z=1$. It is seen that with an increase the invariant mass x , the degree of circular polarization of the γ quanta decreases monotonly.

Figure 3. P_γ dependence on the invariant mass x


The $H(h; A) \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$ decay width, summed over the polarization states of the particles, is determined by the expression:

$$\frac{d\Gamma}{dx dz} = \frac{A_0^2 M_\Phi N_C v}{128 \pi^3} \cdot \left(\frac{g_{\Phi ff}}{g_{H_{SM} ff}} \right)^2 \cdot \frac{1+x^2}{(1-x)(1-v^2 z^2)}. \quad (10)$$

Figure 4 illustrates the dependence of the decay width $H \Rightarrow \tau^- + \tau^+ + \gamma$ on the invariant mass x at $M_H = 208.555$ GeV, $m_\tau = 1.778$ GeV, $M_W = 80.385$ GeV, $\sin^2 \theta_W = 0.2315$. As can be seen, with an increase in the invariant mass x , the decay width increases monotonically, an increase in the departure angle θ leads to a decay in the decay width.

Figure 4. Dependence of the decay width $H \Rightarrow \tau^- \tau^+ \gamma$ on the invariant mass x


Integrating the decay width (7) over the polar angle θ for the decay width $H(h; A) \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$ we obtain an expression that determines the distribution of the fermion pair over the invariant mass x :

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{A_0^2 M_\Phi v}{2^{10} \pi^3} \cdot \left(\frac{g_{\Phi ff}}{g_{H_{SM} ff}} \right)^2 \cdot \frac{N_C}{1-x} \left\{ (1 + \lambda_1 \lambda_2)(1+x^2) \cdot L + s_\gamma (\lambda_1 + \lambda_2)(1-x)[-2x + (1+xv^2)L] \right\}, \quad (11)$$

where

$$L = \frac{1}{\nu} \ln \frac{1+\nu}{1-\nu}.$$

The decay width (11) leads to the degree of circular polarization of the photon

$$P_\gamma = \frac{d\Gamma(\lambda_1; s_\gamma = +1)/dx - d\Gamma(\lambda_1; s_\gamma = -1)/dx}{d\Gamma(\lambda_1; s_\gamma = +1)/dx + d\Gamma(\lambda_1; s_\gamma = -1)/dx} = \lambda_1 \cdot \frac{(1-x)[-2x+(1+x\nu^2)L]}{(1+x^2)L}. \quad (12)$$

Figure 5 shows the energy dependence of the degree of circular polarization of the γ quanta in the $h \Rightarrow \tau^- + \tau^+ + \gamma$ decay at $M_h = 70.025$ GeV, $m_\tau = 1.778$ GeV. With increasing of invariant mass x the degree of circular polarization of the γ -quanta decreases.

The decay width $H(h;A) \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$, which determines the distribution of the fermion pair over the invariant mass x is given by:

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{A_0^2 M_\Phi \nu}{128\pi^3} \cdot \left(\frac{g_{\Phi ff}}{g_{H_{SM} f\bar{f}}} \right)^2 \frac{1+x^2}{1-x} \ln \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right). \quad (13)$$

Fig. 6 illustrates the dependence of the decay width $h \Rightarrow \tau^- + \tau^+ + \gamma$ on the invariant mass x at $M_h = 70.025$ GeV. With an increase in the fraction of the energy, the decay width $h \Rightarrow \tau^- + \tau^+ + \gamma$ increases.

Figure 5. The degree of circular polarization of the γ quanta in the decay $h \Rightarrow \tau^- \tau^+ \gamma$ as a function x

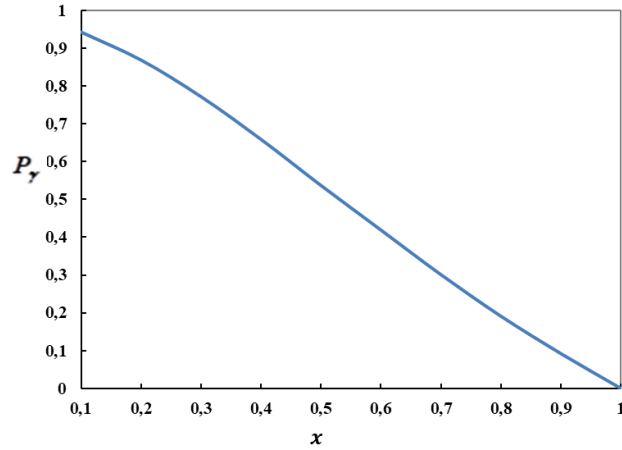
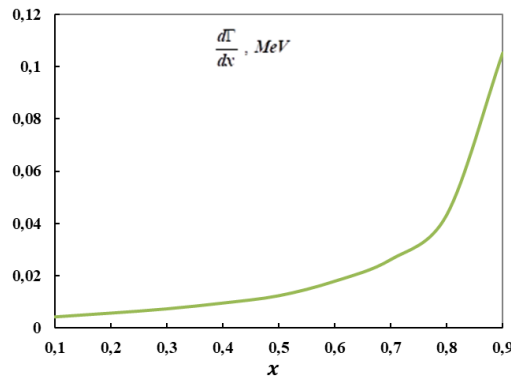


Figure 6. Dependence of the decay width $h \Rightarrow \tau^- \tau^+ \gamma$ on the invariant mass x



3. Fermion, W - boson and other loop diagrams

The matrix element corresponding to the bremsstrahlung of a photon by a fermion and antifermion (diagrams a) and b) Fig. 1) is proportional to the mass of the fermion m_f ; therefore, the decay widths $H(h; A) \Rightarrow e^+ + e^- + \gamma$, $H(h; A) \Rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$, $H(h; A) \Rightarrow u + \bar{u} + \gamma$, $H(h; A) \Rightarrow d + \bar{d} + \gamma$, and $H(h; A) \Rightarrow s + \bar{s} + \gamma$ processes are strongly suppressed. However, the contribution of fermion, W - boson, and other loop diagrams in these decays can be significant. Typical single-loop Feynman diagrams are shown in Fig. 1. They are photon and Z - boson pole diagrams of the $H(h; A) \Rightarrow \gamma + \gamma^* \Rightarrow \gamma + f + \bar{f}$ and $H(h; A) \Rightarrow \gamma + Z^* \Rightarrow \gamma + f + \bar{f}$ decays. In decays $H(h) \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$, along with fermion and W - boson loop diagrams, there are charged Higgs boson diagrams, scalar fermion and chargino diagrams. Fermion and chargino loop diagrams contribute to the $A \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$ decay (see Fig. 1).

The calculation of loop diagrams is outlined in another publication.

4. Conclusion

Within the framework of the MSSM, $H(h; A) \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$ radiation decays are considered. The diagrams corresponding to the bremsstrahlung of a photon by a fermion and an antifermion are studied in detail. Taking into account the helicities of the fermion pair and the circular polarization of the photon, analytical expressions are obtained for the $H(h; A) \Rightarrow f + \bar{f} + \gamma$ decay width. Expressions are determined for the degrees of circular polarizations of the photon $P_\gamma(s, z)$, $P_\gamma(s)$ and the degrees of longitudinal polarizations of the fermion $P_f(s, z)$, $P_f(s)$. Numerical estimates of these quantities in the $H(h; A) \Rightarrow \tau^- + \tau^+ + \gamma$ decay are performed. The results are illustrated by graphs.

REFERENCES

1. Djouadi A. *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs boson in the Standard Model.* arXiv: 050317v2, 2005
2. Abdullayev S.Q. *Standard Model, properties of leptons and quarks.*, Baku, 2017, 284 p. (in Azerbaijan)
3. Langacker P. *The Standard Model and Beyond.* CRS Press. 2010, 635 p.
4. Emelyanov V.M. *Standard model and its extensions*, Moscow, Fizmatlit 2007, 584 p. (in Russian)
5. ATLAS Collaboration. *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett., 2012. B 716, p. 1-29.
6. CMS Collaboration. *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC.*, Phys. Lett., 2012. B 716, p. 30-61.
7. Rubakov V. A. Large Hadron Collider's discovery of a new particle with Higgs boson properties // Phys. Usp., 2012, 55(10), p.949.
8. Lanyov A. V. CMS Collaboration results: Higgs boson and search for new physics // Phys. Usp., 2014. 57(9) p.923.
9. Kazakov D. I. The Higgs boson is found: what is next? // Phys. Usp., 2014, 57(9), p.930.
10. Abdullayev S. K., Gojayev M.Sh., Saddigh F. A.. Decay channels of the Standard Higgs Boson. Moscow University Physics Bulletin, 2017, Vol. 72, №4, p. 329
11. Abdullayev S. K., Gojayev M.Sh., Associated Production of a Higgs boson and Heavy Fermion Pair in e^-e^+ collisions. // Moscow University Physics Bulletin, 2019, V. 74, №1, p.24.
12. Nath P. Higgs Physics And Supersymmetry // int. J. Mod. Phys. A. 2012. V. 27. №28. P. 123029.

13. Barman R. K. et. al. Current status of MSSM Higgs sector with LHC 13 TeV data. arXiv: 1608.02573v3 [hep-ph] 23 May 2017
14. Hioki Z., Konishi T., Ohkuma K. Studying possible cp-violating Higgs couplings through top-quark pair production at muon colliders // arXiv : 0706.02573V2 [hep-ph] 2017.
15. Djouadi A. *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome II: The Higgs boson in the Minimal Supersymmetric Standard Model.* arXiv: hep-ph/ 0503173v2, 2003.
16. Gunion J. F., Haber H. E., Higgs bosons in supersymmetric models (I) // Nuclear Phys. 1986, B272, p.1-76.
17. Gunion J. F., Haber H. E., Higgs bosons in supersymmetric models (II) // Nuclear Phys. 1986, B278, p.449-492.
18. Djouadi A. Kalinovski J., Zerwas P.M. Two-and Three-Body Decay Modes of SUSY Higgs Particles. arXiv: hep-ph / 9511342V1, 16 Nov, 1995.
19. Barradas E., Diaz-Cruz J. L., Gutierrez A., Rosado A. Three-body decays of Higgs bosons in the MSSM. // Phys. Rev. , 1996. D 53, №3, p. 1678-1683.
20. Langacker P., Lia J. Heavy-Higgs-boson decays to W^-W^+Z in the standard model // Phys. Rev., 1992. D46. №11. P. 5069-5073.
21. Abdullayev S. K., Omarova E. Sh.. Decays of Higgs Bosons into a fermion-antifermion pair. // Russian Physics Journal, 2019, Vol.61. №9, p. 1603-1612.
22. Abbasabadi A., et. al. Radiative Higgs boson decays $H \Rightarrow f\bar{f}\gamma$. // Phys. Rev. 1997, D55, p.5647.
23. Abbasabadi A., Repko W. W.. Higgs boson decay to $\mu\bar{\mu}\gamma$. // Phys. Rev. 2000, D62, p.054025.
24. Akbar R., Ahmed I., Aslam M. J.. Lepton polarization asymmetries of $H \Rightarrow \gamma\tau^+\tau^-$ decay in the Standard Model. Prog. Theor. Exp. Phys., 20114, p. 093B03.
25. Dicus D. A., Repko W. W.. Calculation of the decay $H \Rightarrow e\bar{e}\gamma$. arXiv: 1302.2159 [hep-ph].
26. Li C. S., Zhu S. H., Qiao C. F. Radiative Higgs boson decays $H \Rightarrow f\bar{f}\gamma$ beyond the standard model. // Phys. Rev., 1998. D57. P. 6928, Hep-Ph / 9801334.

UDC 532.73PACS:77.22.Ej, 64.75 Bc, 31.70.Dk, 61.70 Og

THE INFLUENCE OF DIFFERENT MOLECULAR WEIGHTS OF POLYETHYLENE GLYCOL (PEG) TO THE FORMATION OF THE AQUEOUS TWO PHASE SYSTEM PEG-NATRIUM SALT OF CITRIC ACID-WATER

SHAHBAZOVA Gunel Mugaddas

BAKU STATE UNIVERSITY

Shahbazova.gunel@mail.ru

ABSTRACT

In presented work physico-chemical properties of PEG-C₆O₇H₅Na₃-H₂O two-phase systems were studied. Building the binodal curve of this system and define the tendency angle of connecting line. Given the binodal curve of M_n = 1500, 3000, 6000 olan PEG with natrium citric acid aqueous solution the two-phase system in Decart coordinates, and connecting line, at the same time also given the equation of connecting line which defined by the method of least squares. With the influence of molecular weight of PEG to the system, obtained the binodal curve is slipped to beginning of coordinate at the low concentrations, two-phase systems are occur with low concentration of components which formed phases. The results show that, with increasing of molecular weight of polyethyleneglycol the binodal curve is splinted to beginning of coordinate, in other words, the separation of phases process occur at low concentration of polymers which formed phases.

Keywords: polyethylene glycol, natrium salt of citric acid, aqueous two phase systems, binodal curve, tendency angel.

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МОЛЕКУЛЯРНОЙ МАССЫ ПОЛИЭТИЛЕН ГЛИКОЛА (ПЭГ) НА ФОРМИРОВАНИЕ ВОДНОЙ ДВУХФАЗНОЙ СИСТЕМЫ ПЭГ-C₆O₇H₅Na₃-H₂O

АННОТАЦИЯ

В представленной работе были изучены физико-химические свойства двухфазных систем ПЭГ-C₆O₇H₅Na₃-H₂O. Учитывая бинодальную кривую M_n = 1500, 3000, 6000 olan-ПЭГ с водным раствором натрий-лимонной кислоты, для двухфазной системы в декартовых координатах и соединительной линии, в то же время также дано уравнение соединительной линии, которое определено методом Наименьшие квадраты. С учетом влияния молекулярной массы ПЭГ на систему, полученная бинодальная кривая смещается к началу координат при низких концентрациях, возникают двухфазные системы с низкой концентрацией компонентов, из которых образуются фазы. Результаты показывают, что при увеличении молекулярной массы полиэтиленгликоля кривая бинодали расщепляется до начала координаты, иными словами, процесс разделения фаз происходит при низкой концентрации полимеров, которые образовывали фазы.

Ключевые слова: полиэтиленгликоль, натриевая соль лимонной кислоты, двухфазные водные системы, бинодальная кривая, ангел тенденции.

PEQ-LİMON TURŞUSUNUN NA DUZU-SU İKİFAZALI SİSTEMİNİN ƏMƏLƏGƏLMƏSİNƏ POLİETİLENQLİKOLUN MOLEKUL ÇƏKİSİNİN TƏSİRİ

XÜLASƏ

Təqdim olunan işdə PEQ-C₆O₇H₅Na₃-H₂O ikifazalı sisteminin fiziki-kimyəvi xüsusiyyətləri tədqiq olunmuşdur. PEQ (1500, 3000, 6000) – limon turşusunun Na duzu-su ikifazalı sistemin binodal ayrısı və birləşdirici xəttin meyl bucağı Dekart koordinantlarında verilmiş, birləşdirici xəttin meyl bucağının tənliyi kiçik kvadratlar metodu ilə təyin edilmişdir. Nəticələrdən görünür ki, PEQ-in molekul çəkisinin artması ilə binodal ayrısı koordinant başlanğıcına doğru sürüşür, başqa sözlə, ikifazalı sistem komponentlərin daha kiçik konsentrasiyasında baş verir.

Açar sözlər: polietilenqlikol, limon turşusunun Na duzu, ikifazalı sulu sistemlər, binodal ayrısı, birləşdirici xətt

When two particular chemically different polymers (e.g., dextran (Dex) and polyethylene glycol (PEG)) or one polymer and a specific salt (e.g., PEG and sodium phosphate) are mixed at certain concentrations in an aqueous solution, the solution separates into two immiscible phases. One phase is rich in one polymer, and the second phase is rich in the other polymer as (or salt) with water as a solvent in both phases[1.2].

One of the main characteristics of polymer-water two-phase systems is its binodal curve. In the below figure is the schematic phase diagram (binodal curve) of the aqueous mixture of PEG and salt (or other polymer).

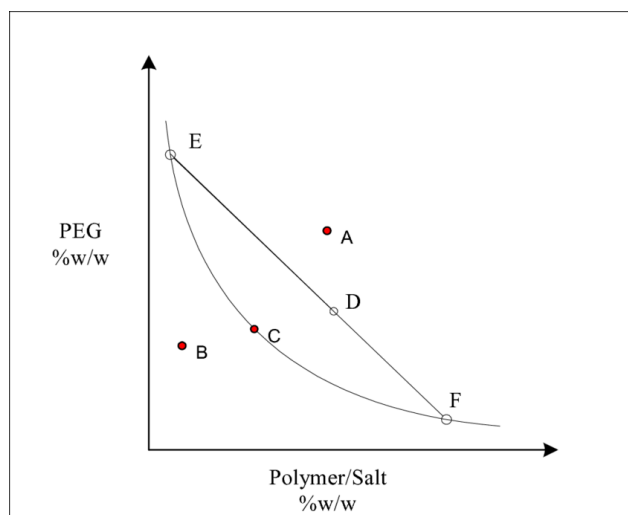


Fig1. Schematic phase diagram of ATPS. A = two phases, B = one liquid phase, C = critical point, EF = tie line, E = composition of the top phase, F = compositions of the bottom phase, and D = total composition.

Generally, binodal of two-phase aqueous polymer systems is understood that the geometrical place of transition points from one-phase oblast to two-phase oblast in coordinate system which consist of concentration of polymers. In the figure, bottom oblast from binodal curve is called one-phase or homogen oblast and top oblast is called two-phase or heterogen oblast. In other words, if we prepare the system which corresponding to any point that taken from heterogen oblast (A), this system is separated to two phase in thermodynamic equilibrium. One of the phases of the system is enriched with any one (for example, first phase PEG, second phase salt) of polymers.

The binodal curve and tendency angle of connecting (or tie) line are taken as a main characteristic of polymer-polymer-water two-phase systems. The connecting line (EF) in phase diagram passes point which shows the composition of polymers of initial system that taken heterogen oblast and passes points which show that the composition of phases are corresponding to this point, existed at the same time. At the same time, polymer composition of phases which of two-phase system is the same with any point which taken on the connecting line. These phases are different from each other for only volumes. As the result of the researches works, for given pair of polymer and solvent if taken some initial system and forming contacting lines, these lines are parallel to each other.

As note that, controversial ideas can be found in the literature about the separation mechanism of phases in polymer-polymer-water and polymer-inorganic electrolyte two-phase systems. Some writers were suggested that phase formation components play main role in

formation of two-phase systems. So that, if two polymer pair or polymer-salt pair are made two-phase system at any solvents, then this process must be observed in other solvents. In recent years, E.A. Masimov, B. Zaslavsky and others were suggested hypothesis that the formation of two-phase aqueous polymer systems, water has a key role in scientific investigation and they were confirmed with experimental facts. They suggest the hypothesis that phase formation components which include water, each of them influence to the structure and states of the water, and created two different structural or state water, and the same different structural waters are formed two-phase system at thermodynamic equilibrium which larger value than certain value of concentration are collected separated phases. Note that, the phases of system exist at the same time, can be accepted phase from thermodynamic. For confirmation of this hypothesis reviewed that the external influences to formation phase process (such as temperature, molecular weight of polymers, some additions and etc.)

It is possible that ionic compounds in water other substances can be dissolved in water which keep many polar groups. Dissolved in water of these matters are explained with polar groups form hydrogen bonding with water molecules.

Increasing to the dimensions of the molecules of carbohydrates, noble gases and other non-polar compounds, they are difficultly dissolved in water and even it is impossible. The dimensions of biological and synthetic macromolecules are greater several order than dimensions of these molecules. From this, for these molecules dissolved in water they must have not ion hydrophil or have ion groups. In this case, the influence of these groups with water change to the free energy that, dissolved is possible. From this reason, the polymers which are dissolved in water have either ion groups or hydrophil nature. In practice, we can see that all polymers dissolve in water to retain 2 group: to participate group in hydrophob hydratization and created the hydrogen bonding with water or dipole-dipole influence as keeping molecules. For example, $\text{HO}(-\text{CH}_2-\text{CH}_2-)_n\text{H}$ in PEG $(-\text{CH}_2-\text{CH}_2-)$ hydrophob, part and have oxygen atom $(-\text{O}-)$ which can form the hydrogen bonding with water molecules in each core of the polymer ring. So that, as usual local structure of water around in the given macromolecule either from hydrophil part of macromolecule with water molecules that forms hydrogen bonding, or created from water molecules which around non-polar part with each other relatively strong hydrogen bonding. The result of interaction of this two effect account hydrophob-hydrophil balance of macromolecule, around this certain structure is formed. Note that, water structure around polymer molecule can't explain with experimental physical-chemical methods [5,7]. But this local structure is enough large because this hydrate layer we can see as microphase has characteristic structure which different from clean water structure.

So that, conclusion these above, we can come to a conclusion that, any high-molecular or low-molecular matters include water, are change the available structure and corresponding state. Beside inorganic salts, the organic salts also greater influence to water and be of great interest. One of these organic salts $\text{C}_6\text{O}_7\text{H}_5\text{Na}_3$ —sodium tartrate is taken as an object of research of this thesis.

According to the aqueous mixture of $\text{C}_6\text{O}_7\text{H}_5\text{Na}_3$ salt with PEG, to obtain two-phase system at certain concentration of components. As in the investigated two-phase aqueous polymer systems, at the same time existed phases of $\text{PEG}-\text{C}_6\text{O}_7\text{H}_5\text{Na}_3-\text{H}_2\text{O}$ systems they are keep both two components, they have different concentration in phases (see binodal curve). At this time, the interaction between water and components play main role.

In this thesis physico-chemical properties of PEG-C₆O₇H₅Na₃-H₂O two-phase systems were studied. For this purpose, using PEG (6000, 3000,1500), natrium salt of citric acid (chemical clean) and double-distillation water. Building the binodal curve of this system and define the tendency angle of connecting line.

In Fig2 given the binodal curve of M_n = 1500, 3000, 6000 olan PEG with natrium citric acid aqueous solution the two-phase system in Decart coordinates, and connecting line, at the same time also given the equation of connecting line which defined by the method of least squares.

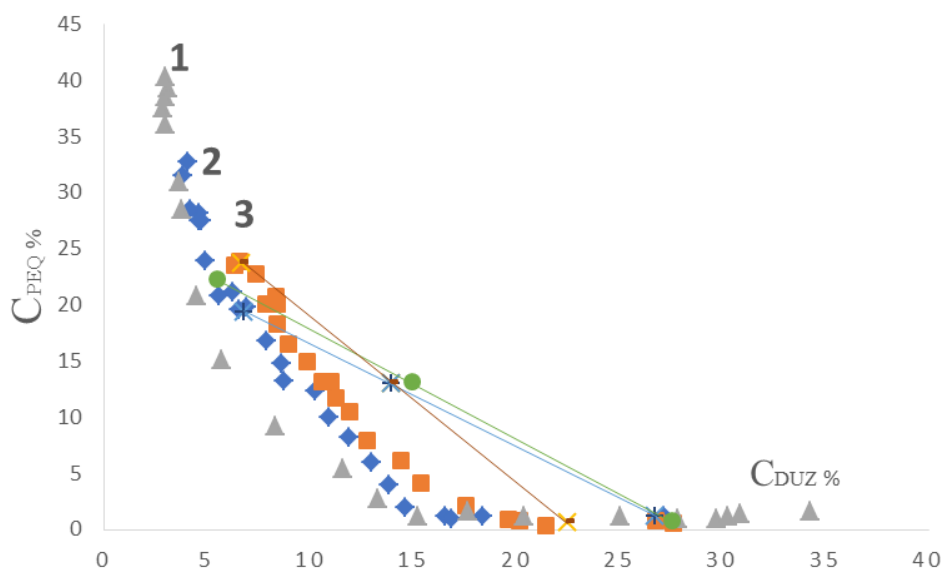


Fig 2. Binodal curve of PEG-C₆O₇H₅Na₃-H₂O two-phase system in Decart coordinates and tie lines

1.PEG(6000)-C₆O₇H₅Na₃-H₂O, 2. PEG(3000) – C₆O₇H₅Na₃-H₂O, 3. PEG(1500)-C₆O₇H₅Na₃-H₂O

With the influence of molecular weight of PEG to the system, obtained the binodal curve is slipped to beginning of coordinate at the low concentrations, two-phase systems are occur with low concentration of components which formed phases. The results show that, with increasing of molecular weight of polyethyelene glycol the binodal curve is splinted to beginning of coordinate, in other words, the separation of phases process occur at low concentration of polymers which formed phases .

In table1. is given the critical point compositions of aqueous two phase system PEG (1500, 3000, 6000)-C₆O₇H₅Na₃-H₂O.

As is known, investigation of two-phase aqueous polymer systems are actual that is why the processes which these systems are can be accepted as the model of the processes which in living organisms. Really, the explore of biological substances separation between the phases which exist at the same time and differ from each other for hydrophobicity can help to explain metabolism mechanism that carried out with blood.

Table 1. Critical point compositions of three ATPS made with PEG and C₆O₇H₅Na₃ of different molecular weights of PEG.

	C _{cr} PEG	C _{cr} salt	tgα
PEG(1500)-C ₆ H ₅ O ₇ Na ₃ -H ₂ O	7.4	12.7	1.47
PEG(3000)-C ₆ H ₅ O ₇ Na ₃ -H ₂ O	1.87	14.6	0.91
PEG(6000)-C ₆ H ₅ O ₇ Na ₃ -H ₂ O	0.5	15.35	0.975

CONCLUSION

The formation of two-phase system is observed in aqueous mixture of polyetylenglycol with sodium salt of citric acid at thermodynamic equilibrium. Phase diagram of acquired new two-phase system (binodal curve and tendency angle of connecting or tie line) is investigated.

For clarify to the mechanism of phase separation in the PEG–sodium salt of citric acid – water two-phase system, studied the effect of molecular weight of polyetylenglycol to phase diagram. Know that, the influence of molecular weight of polyetylenglycol to water are different since the influence of their to phase diagrams of studied system is also different. It is confirm that in formation of two-phase system water has main role. The results show that, with the increasing of molecular weight of PEG the binodal curve is splinted to beginning of coordinate, in other words, the separation of phases process occur at low concentration of polymers which formed phases.

REFERENCES

1. Zaslavsky B. Aqueous Two-Phase Partitioning: Physical Chemistry and Bioanalytical Applications, Marcel Dekker, New York, 1994, -212 p.
2. Albertson P.A, Partition of cell particles and macromolecules, 3rd Ed., Willey Press: New York, 1986, 396 p.
3. Məsimov E.Ə., Bağırov T.O. Çox komponentli çox fazalı sistemlər. Çox fazalı sistemlərdə maddələrin paylanması, Bakı, Ləman Nəşriyyat Poliqrafiya 2016, -280 səh.
4. Məsimov E.Ə. Polimerlərin fiziki kimyası, Bakı, 2010, Bakı Universiteti Nəşriyyatı, -416 səh.
5. Martin Chaplin, Water structure and science http://www1.lsbu.ac.uk/water/water_structure_science.html
6. Aqueous two-phase system (ATPS): an overview and advances in its applications, <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC5084470/#CR26>
7. Масимов Э.А. Вода и живой организм, Баку, 2007, -115 с.

UOT 621.315.592PACS: 78.40. Fy 82.45.-h. 78.20.-e78. 66.-w

ELECTRICAL AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF Cd_{1-x}Zn_xO FILMS

V.J. MAMMADOVA

Baku State University, Z. Khalilov str., 23, AZ1148, Baku, Azərbaycan

mvusala@yandex.ru

BAKU / AZERBAIJAN

ABSTRACT

In this paper, films of Cd_{1-x}Zn_xO with different composition were prepared by the method of electrochemical deposition from an aqueous solution onto the surface of Mo substrates. Effect of technological and heat treatment regimes on the electrical and photoelectric properties of films are investigated. It was found that the electrical and photoelectric parameters of Cd_{1-x}Zn_xO films can be controlled by the optimal deposition potential regime and film composition.

Keywords: thin films, electrochemical deposition, electrical properties, heat treatment.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК Cd_{1-x}Zn_xO

РЕЗЮМЕ

В работе пленки Cd_{1-x}Zn_xO различного состава, методом электрохимического осаждения из водного раствора были получены на поверхности подложек Mo. Исследованы влияния режимов технологической и термической обработки на электрические и фотоэлектрические свойства пленок. Установлено, было что электрические и фотоэлектрические параметры пленок Cd_{1-x}Zn_xO могут контролироваться оптимальным режимом потенциала осаждения и состава пленок.

Ключевые слова: тонкие пленки, электрохимическое осаждение, электрические свойства, термическая обработка.

Cd_{1-x}Zn_xO NAZIK TƏBƏQƏLƏRİNİN ELEKTRİK VƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

XÜLASƏ

İşdə müxtəlif tərkibli Cd_{1-x}Zn_xO nazik təbəqələri sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə metodu ilə Mo altlıqlar üzərində alınmışdır. Nazik təbəqələrin elektrik və fotoelektrik xassələrinə texnoloji və termik işlənmə rejimlərinin təsiri tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, Cd_{1-x}Zn_xO nazik təbəqələrinin elektrik və fotoelektrik parametrləri çökdürülmə potensialı, təbəqələrin tərkibi və Tİ-nin optimal rejiminin seçilməsi ilə idarə oluna bilər.

Açar sözlər: nazik təbəqə, elektrokimyəvi çökdürmə, katod potensialı, elektrik xassələri, termik işlənmə.

Giriş

Otaq temperaturunda $E_g=3.36$ eV qadağan olunmuş zolağa malik ZnO şəffaf yarımkeçirici nazik təbəqələri hazırda ultrabənövşəyi (UB), mavi, yaşıl və ağ işıq diodlarında, həmçinin günəş energetikasında geniş tətbiqinə görə öz analoqlarından (GaN) heç də geri qalmır [1-3]. Belə ki, Ga təbiətdə nadir tapılan element olduğu halda, Zn geniş yayılmışdır. ZnO nazik təbəqələri kimyəvi cəhətdən dayanıqlı olması ilə bərabər, istehsal texnologiyası ucuzdur və zəhərli deyil.

Düz zolaqlı CdO keçirici nazik təbəqələri isə ZnO- dən fərqli olaraq spektrin görünən oblastında ($E_g=2.5$ eV) şəffafdır. Onların elektrik və optik xassələri geniş temperatur intervalında tədqiq edilmiş, günəş energetikasında, qaz sensorlarında, habelə, kiçik müqavimətli rezistorlar kimi tətbiq imkanları araşdırılmışdır [4,5]. ZnO- lə müqayisədə (90 %) CdO təbəqələrinin

görünən oblastda optik buraxması azdır (60-70 %). Lakin alçaq omlu olması nazik təbəqələrinin tətbiq imkanlarını artırır.

ZnO və CdO nazik təbəqələrinin ayrılıqda hər birinin üstün cəhətlərinin və parametrlərinin stabilliyinin artırılması və çatışmayan cəhətlərinin azaldılması yollarının müəyyən edilməsi məqsədləşdəcəlektrokimyəvi çökdürülmə üsulu ilə Mo altlıqlar üzərində alınmış $Cd_{1-x}Zn_xO$ nazik təbəqələrinin elektrik və fotoelektrik xassələri texnoloji və termik işlənmə rejimləri və təbəqələrin tərkibindən asılı olaraq tədqiq edilmişdir.

Eksperiment

Elektrik xassələrinin tədqiqi zamanı Mo altlıqlar (1 mm qalınlıqlı Mo folqalar) üzərində alınmış nazik təbəqələr istifadə edilmişdir. Mo çətin əriyən metallar qrupuna aid olduğundan yüksək temperaturlara qədər qızdırılma zamanı özünü inert material kimi aparır ki, bu da həm altlıq maddəsinin təbəqəyə diffuziyasının ehtimalını azaltmağa, həm texnoloji cəhətdən istənilən forma və ölçüdə nümunələri əldə etməyə, həm də onlardan omik elektrik kontaktı kimi istifadə etməyə imkan vermişdir. Elektrik xassələrinin tədqiqi zamanı çökdürülmə potensialının -0.8 V; -0.9 V; -1.2 V; -1.28 V və -1.35 V qiymətlərində alınmış 800 nm qalınlıqlı $Cd_{1-x}Zn_xO$ ($0.2 \leq x \leq 0.9$) nazik təbəqələrindən istifadə edilmişdir. Nazik təbəqə tərəfdən omik elektrik kontaktı kimi, vakuumda buxarlanma üsulu ilə alınmış Ag kontaktları tətbiq edilmişdir. Qaranlıq müqavimətinin ölçülməsi zamanı ikikontaktlı üsuldən istifadə edilmişdir. Tədqiqatlar 300-500 K temperatur intervalında $\approx 0.3 \text{ sm}^2$ ($3 \times 10 \text{ mm}$) sahəyə malik nazik təbəqələrdə həyata keçirilmişdir.

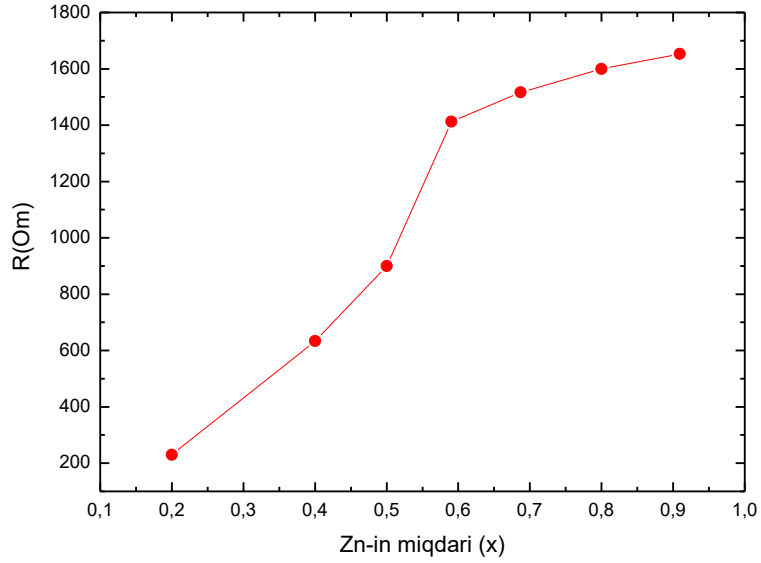
$Cd_{1-x}Zn_xO$ ($x=0.1; 0.2; 0.3; 0.4$) nazik təbəqələri sulu məhluldan katod çökdürmə metodu ilə Mo altlıqları üzərində alınmışdır. Anod materialı kimi reaksiyada qrafit elektrodlardan istifadə edilmişdir. Reaksiya məhlulunun turşuluğu azot turşusunun əlavə edilməsi ilə idarə edilmişdir ($pH=3-5$). Çökdürülmədə $Zn(NO_3)_2 + Cd(NO_3)_2 + KNO_3 + H_2O$ suluməhlulundan istifadə edilmişdir. Çökdürülməotaqtemperaturundavə 70-80°C temperaturda aparılmışdır.

Eksperimental nəticələr və onların izahı

Müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə Zn-in miqdarının $x=0.6$ -ya qədər artması ilə nazik təbəqələrin müqaviməti kəskin olaraq artır, lakin Zn-in sonrakı artımlarında ($0.6 \leq x \leq 0.9$) xüsusi müqavimət çox zəif dəyişir (şəkil 1). Nazik təbəqələrdə müqavimətin tərkibdən asılı olaraq bu cür dəyişməsinə donor/akseptor (N_d/N_a) konsentrasiyalarının nisbətindən qeyri-monoton dəyişməsi ilə izah etmək olar. Belə ki, bilavasitə çökdürülmədən sonra təbəqələrin səthində və həcmində reaksiyaya girməmiş nitrat duzları artıqlarının və səthə absorbsiya edən oksigenin miqdarı təbəqələrin müqavimətinə bilavasitə təsir edir. Əlbəttə, təbəqələrin tərkibində Zn-in miqdarının artması ilə müqavimətin artması aydın prosesdir. Zn-in miqdarının $x=0.6$ -ya qədər qiymətlərində çökdürülmə potensialının optimal qiymətinin seçilməsinə baxmayaraq CdO-ZnO sistemində dominant rol məhz CdO oynayır. CdO-in ZnO-ə nisbətən o qədər də təkmil kristal quruluşa malik olmaması, səthdə qeyri-stabil reaksiya məhsullarının artıqlığının qalmasına və oksigenin asanlıqla absorbsiyasına səbəb olur.

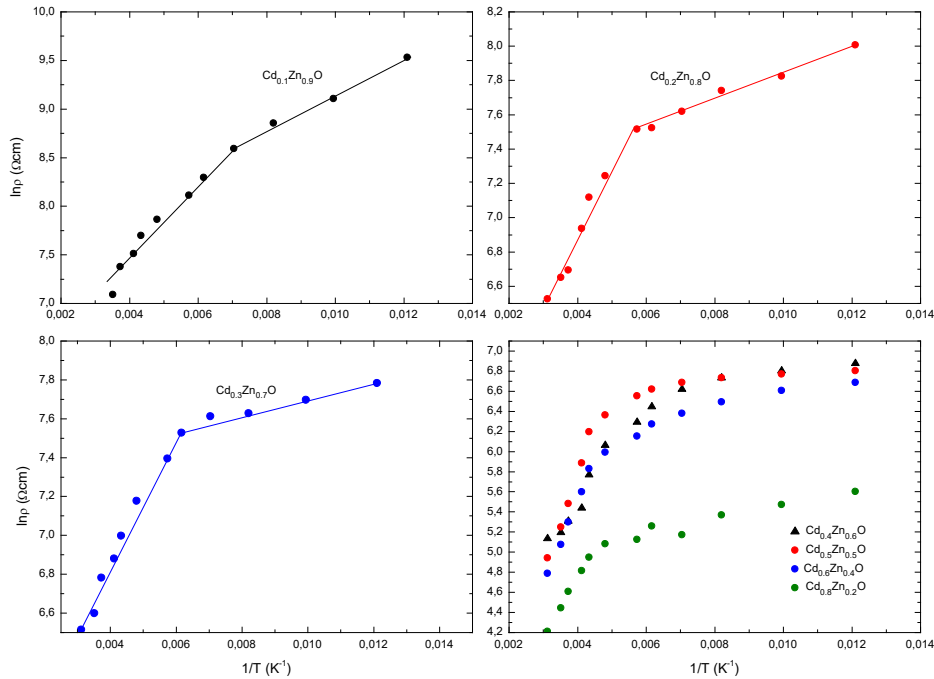
Katod çökdürülmə potensialının optimal -1.28 V qiymətində çökdürülmüş müxtəli tərkibli $Cd_{1-x}Zn_xO$ təbəqələrinin xüsusi elektrik müqavimətinin yarımloqarifmik miqyasda temperatur asılılıqları tədqiq edilmişdir. Şəkil 2-dən göründüyü kimi bütün tərkib təbəqələrdə qaranlıq müqavimətinin temperaturdan asılılıqları iki hissədən ibarət olub və eksponensial qanuna tabedir:

$$\rho_q(T) = \rho_0 \exp(E/kT) \quad (1)$$



Şəkil 1. 2×2 mm ölçülü və 0.8 mkm qalınlıqlı $Cd_{1-x}Zn_xO$ təbəqələrinin müqavimətinin Zn-in konsentrasiyasından asılılığı.

Təbəqələrdə temperaturla əlaqədar olan fiziki və kimyəvi proseslərin baş verməməsi, digər sözlə bu proseslərə uyğun aktivləşmə enerjilərini hesablamaq üçün tədqiqatlar maye azot temperaturundan başlayaraq otaq temperaturuna qədər aparılmışdır. Şəkildən görüldüyü kimi $\ln \rho = f(1/T)$ asılılıqlarında kiçik temperaturalara (≤ 170 K) uyğun hissələrin meyli bütün tərkib təbəqələr üçün (təbəqənin vahid həndəsi ölçüsü üçün) demək olar ki, eynidir. Bu hissəyə uyğun aktivləşmə enerjisinin qiyməti $E_1 = 0.28-0.31$ eV təşkil edir ki, bu da metal hidroksidlərinə və oksigenin desorbsiyasına uyğun olan enerjidir. Elmi ədəbiyyatda oksigen üçün aktivləşmə enerjisinin qiyməti 0.11-0.19 eV müəyyən edilir. Bizim tədqiqatlarda alınan qiymətin nisbətən böyük olması həm metal hidroksidlərinin, həm də oksigenin eyni anda desorbsiyası ilə əlaqədar ola bilər. Yəni, metal hidroksidləri üçün aktivləşmə enerjisi 0.12-0.14 eV təşkil edir.



Şəkil 2. Bilavasitə çökdürülmədən sonra $Cd_{1-x}Zn_xO$ təbəqələrinin xüsusi elektrik müqavimətinin temperatur asılılıqları.

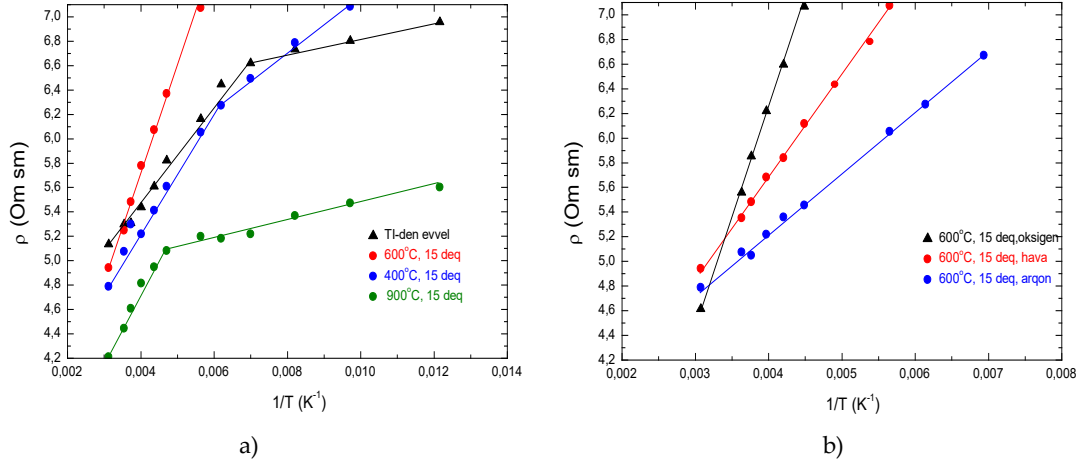
Şəkildən görüldüyü kimi nisbətən yuxarı temperaturalarda qrafiklərin meylləri təbəqələrin tərkibinin dəyişməsi ilə fərqlənir (cədvəl 1). Tərkibdə Zn-in konsentrasiyasının $x=0.6$ -ya qədər artması ilə aktivləşmə enerjisinin qiyməti azalır və daha böyük konsentrasiyalarda demək olar ki, sabit qalır. Bu fakt bir daha Zn-in yüksək

konsentrasiyalarında nazik təbəqələrin səthində metal hidrokksidlərinin və reaksiyaya girməmiş metal artıqlıqlarının konsentrasiyasının az olmasına dəlalət edir. Ümumi halda, qaranlıq müqavimətinin aktivləşmə xüsusiyyətinə malik olması elektrokimyəvi çökdürülmə üsulu ilə alınmış $Cd_{1-x}Zn_xO$ təbəqələrinin yarımkeçirici xüsusiyyətinə malik olmasını bir daha təsdiq edir.

Cədvəl 1.

Nümunələr	E_1 (eV)	E_2 (eV)
$Cd_{0.8}Zn_{0.2}O$	0.28	0.092
$Cd_{0.6}Zn_{0.4}O$	0.286	0.084
$Cd_{0.5}Zn_{0.5}O$	0.292	0.064
$Cd_{0.4}Zn_{0.6}O$	0.298	0.059
$Cd_{0.3}Zn_{0.7}O$	0.301	0.054
$Cd_{0.1}Zn_{0.9}O$	0.311	0.055

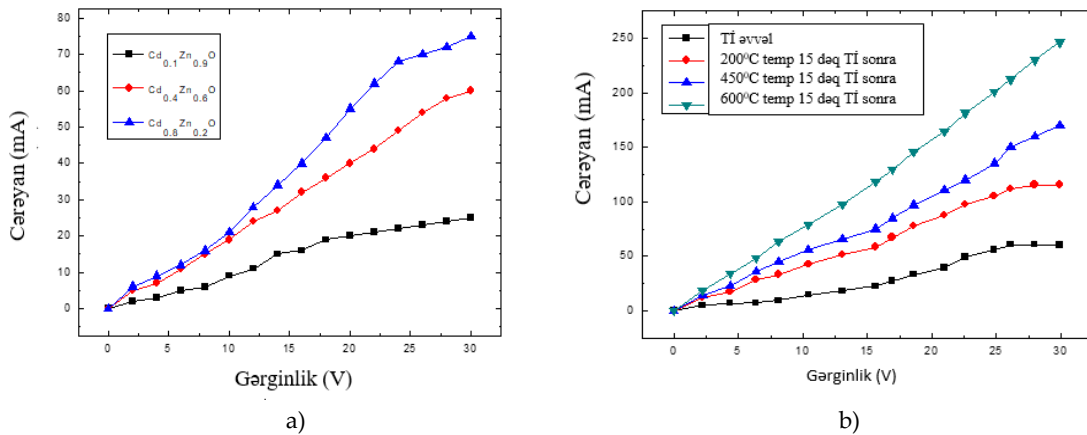
Termik işlənmə zamanı nazik təbəqələrin elektrik parametrləri kəskin olaraq dəyişir. Belə ki, təbəqələrin xüsusi elektrik müqavimətinin temperatur asılılıq qrafiklərindəki metal-hidrokksidləri və metal artıqlıqları ilə əlaqədar olan meyllər (E_1) idarə oluna bilər. Onu da qeyd edək ki, bu meyllər termik işlənmənin mühitindən asılı olmadığı halda, ikinci tip meyllərə uyğun aktivləşmə enerjisi (E_2) mühitin növündən kəskin asılıdır. Şəkil 3a-da $Cd_{0.4}Zn_{0.6}O$ nazik təbəqələrinin havada termik işlənmədən sonra və 3b-də isə hava, oksigen və arqon mühitlərində optimal rejimdə termik işlənmədən sonra xüsusi müqavimətinin temperaturdan asılılıqları təsvir edilmişdir. Şəkil 3a-dan görüldüyü kimi açıq havada termik işlənmə temperaturunun artması ilə səthdəki metal-hidrokksid artıqlıqlarının və oksigenin desorbsiyası nəticəsində E_2 -yə uyğun hissələr demək olar ki, itir və təbəqələrin qaranlıq müqavimətinə uyğun aktivləşmə enerjisi nəzərəcarpacaq dərəcədə artır. Açıq havada $600^{\circ}C$ temperaturda 15 dəqiqə ərzində termik işlənmədən sonra $\ln\rho=f(1/T)$ asılılıq qrafiklərində yalnız bir meyilli hissələr müşahidə edilir. Bu fakt termik işlənmədən sonra həm defektlərin konsentrasiyasının azalması, həm də təbəqələrin rekristallizasiyası nəticəsində kristal quruluşlarının təkmilləşməsini və elektrik parametrlərinin yaxşılaşmasını təsdiqləyir. Şəkildən görüldüyü kimi, daha yuxarı temperaturalarda termik işlənmə zamanı birinci hissənin meyli azalır və yenidən ikinci bir hissə əmələ gəlir. Fikrimizcə bu hissə səthdən tamamilə desorbsiya etməmiş oksigenin səthin qırıq rabitəli hissələrində daha mürəkkəb $(V_{Cd} - Cd_i)^+$ və ya $(V_{Zn} - Zn_i)^+$ kompleks vakansiyalarının yaranmasına səbəb olur. Bu vakansiyalar özlərini akseptor mərkəzləri kimi apararaq həcmdən elektronları özlərinə birləşdirir və nəticədə təbəqələrin elektrik parametrlərinin yenidən pisləşmələrinə səbəb olur. Qeyd edək ki, səthdəki bu cür qırıq rabitələrin bərpa olunması termik işlənmə mühitinin seçilməsindən kəskin asılıdır. Şəkil 3b-dən görüldüyü kimi, eyni bir rejimdə ($600^{\circ}C$, 15 dəq) açıq havada, oksigendə və arqonda termik işlənmədən sonra nazik təbəqələrin elektrik müqavimətinin temperaturdan asılılığına uyğun aktivləşmə enerjisinin qiyməti fərqli olur. Müəyyən olunmuşdur ki, oksigen mühitində termik işlənmədən sonra nazik təbəqələr daha stabil və yaxşı elektrik parametrləri nümayiş etdirir.



Şəkil 3. Açıq havada (a) və eyni bir optimal rejimdə hava, oksigen və argon mühitlərində (b) termik işlənmədən sonra $\text{Cd}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{O}$ nazik təbəqələrinin xüsusi müqavimətinin temperatur asılılıqları.

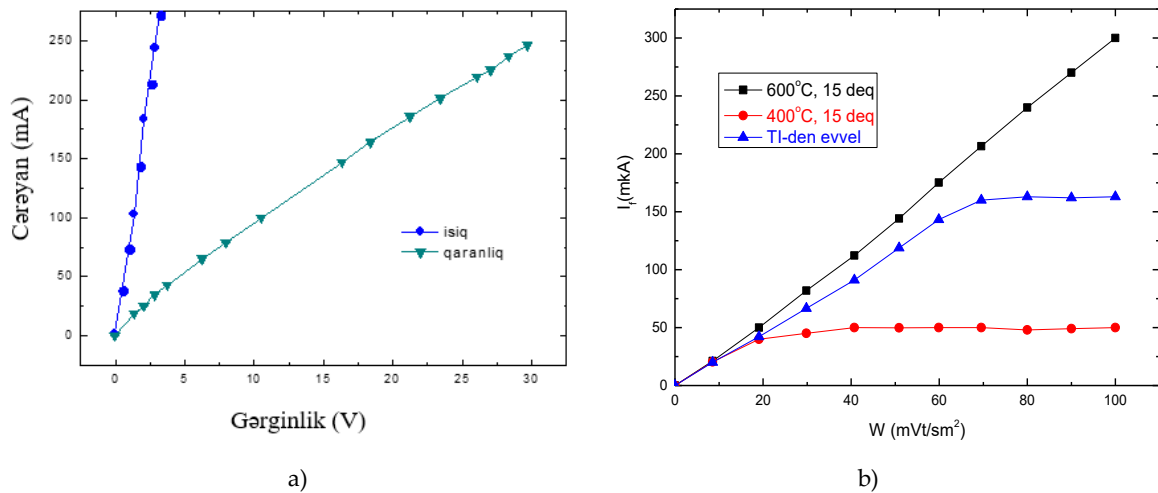
Müəyyən olunmuşdur ki, bilavasitə çökdürülmədən sonra nazik təbəqələrin volt-ampere xarakteristikası (VAX) bir neçə $I \sim U^m$ şəklində üstlü qanuna və eksponensial qanuna tabe olan hissədən ibarət olmaqla mürəkkəb xarakterə malikdir və tərkibdən asılı olaraq üstlü funksiyanın dərəcəsi (m) dəyişir (şəkil 4a). Belə ki, $x \leq 0.6$ tərkibli nazik təbəqələrdə gərginliyin nisbətən kiçik ($U < 4$ V) qiymətlərində əsasən eksponensial hissə, daha yuxarı gərginliklərdə isə subxətti ($m < 1$) hissələr müşahidə olunur. Qrafiklərdə subxətti hissələrin müşahidə olunması həmin tərkib nazik təbəqələrdə səthdəki defektlərlə əlaqədar olan rekombinasiya aktlarının böyük olmasına dəlalət edir. Tərkibdə Zn-in konsentrasiyasının artması ilə eksponensial hissə demək olar ki, yox olaraq xətti qanunla əvəz olunur ($m=1$). Bu da tərkibin dəyişməsi ilə səthdəki defektlərin konsentrasiyasının azalmasını bir daha təsdiqləyir.

Müəyyən olunmuşdur ki, nazik təbəqələrin VAX-nın xarakteri təbəqələrin tərkibindən asılı olmaqla bərabər, termik işlənmə rejimindən qeyri-monoton asılıdır (şəkil 4b). Belə ki, oksigen mühitində 300-400°C temperaturda 15 dəqiqə ərzində TI-dən sonra VAX-ın qeyri-xətti hissələri sırf xətti hissələrlə əvəz olunur. 600°C temperaturda 15 dəqiqə ərzində TI-dən sonra VAX-da yalnız xətti hissələr müşahidə olunur. Bu rejimdə termik işlənmədən sonra nazik təbəqələr nəzərəcarpacaq dərəcədə fəthəssaslıq nümayiş etdirir. Belə ki, təbəqələrin $W=100$ mVt/sm^2 işıqlanmada VAX-ı xətti qanuna tabe olur ki, bu da onlardan yaxın UB-obladda stabil parametrlərə malik fotorezistorlar kimi tətbiq etməyə imkan verir (şəkil 5a).



Şəkil 4. Bilavasitə çökdürülmədən sonra müxtəlif tərkibli $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}$ (a) və oksigen mühitində müxtəlif rejimlərdə termik işlənmədən sonra $\text{Cd}_{0.4}\text{Zn}_{0.6}\text{O}$ nazik təbəqələrinin qarantılıq VAX-ı.

Səthdə özlərini akseptor mərkəzləri kimi aparan metal-hidroksid defektləri özlərini təbəqələrin lüks-amper xarakteristikalarında da göstərir (şəkil 5b). Belə ki, termik işlənmədən əvvəl təbəqələr yalnız kiçik işıqlanmalarda xətti ($W \leq 20$ mVt/sm²), nisbətən yüksək intensivliklərdə isə subxətti hissələr nümayiş etdirir ki, bu da səth rekombinasiyalarının üstünlük təşkil etməsini bir daha təsdiqləyir. Lakin optimal rejimdə termik işlənmədən sonra təbəqələr geniş işıq intensivliklərində yalnız xətti qanun nümayiş etdirir. Oksigen mühitində 600°C temperatürdə 15 dəqiqə ərzində Tİ-dən sonra $W=100$ mVt/sm² işıqlanmada təbəqələrdə işıq və qaranlıq cərəyanlarının nisbəti tərkibdən asılı olaraq $I_r/I_q=20-90$ təşkil etmişdir.



Şəkil 5a. Oksigen mühitində 600°C temperaturda 15 dəqiqə ərzində Tİ-dən sonra Cd_{0.4}Zn_{0.6}O nazik təbəqələrinin qaranlıq və $W=100$ mVt/sm² işıqlanmada VAX-1 (a) və Cd_{0.4}Zn_{0.6}O nazik təbəqələrinin bilavasitə çökdürülmədən sonra və müxtəlif rejimlərdə oksigen mühitində Tİ-dən sonra LAX-1 (b)

Nəticə

Oksigen mühitində 600°C temperaturda 15 dəqiqə ərzində Tİ-dən sonra $W=100$ mVt/sm² işıqlanmada işıq və qaranlıq cərəyanlarının nisbəti tərkibdən asılı olaraq 20-90 təşkil etməsi və onların VAX-nın xətti qanuna tabe olması onların yaxın UB-obladda stabil parametrlərə malik fotorezistorlar kimi tətbiq etməyə imkan verir.

Sulu məhluldan elektrokimyəvi üsulla alınmış Cd_{1-x}Zn_xO nazik təbəqələrinin elektrik və fotoelektrik xassələri texnoloji və termik işlənmə rejimlərindən asılı olaraq idarə edilə bilər.

ƏDƏBİYYAT

- [1] G. Bhavana, B. Nitu, Sh. Shyambihari, J. Deepti, G. Vganesan. *Materials Sciences and Applications*, vol. 2, p. 643-648, 2011
- [2] Su.Xueqiong, W.Li, Ch.Jiangbo, W. Xiaojing, Zh.Xin Ping. *J. Phys. D:Appl.Phys.*, vol. 44, p.265-267, 2011
- [3] Z. Yang, L. Li, J.Y. Kong and J.L. Liu. *Applied Physics Letters*, vol. 95, p. 232-238, 2009
- [4] M. Vigneshwaran, R. Chandiramouli, B.G. Jeyaprakash and D. Balamurugan. *Journal of Applied Sciences*, vol.12, p.1754-1757, 2012
- [5] . Gokul, P. Matheswaran, R. Sathyamoorthy. *J. Mater. Sci. Technol.*, vol.29, №1, p.17-21, 2013
- [6] G. A. Floresa, B. V'. P'erez, A. P. Rodriguez, M. V. Garcia, S. C. T'elleza, J. A. Guzman, C. Falcon, and M. A. Frutisa "Electrical and structural characteristics of spray deposited (ZnO)_x(CdO)_{1-x} thin films" // *Rev. Mex. Fis.* vol.59, p.403-410, 2013
- [7] H.M. Məmmədov, V.C. Məmmədova, Электрические свойства Cd_{1-x}Zn_xO, электро-химически осажденных из растворов STAR-NET Magistrantların və gənc tədqiqatçı-ların "Fizika və astronomiya problemləri" Beynəlxalq Elmi konfransının Materialları, BDU24-25 may, səh 168-172, Bakı2018,
- [8] V.P. Makhniy, S.V. Khusnutdinov, V.V. Gorley. "Electrical Properties of Anisotype ZnO/ZnSe Heterojunctions" // *Acta Phys. Polon. A*, vol, 116 №5, p. 859-861, 2009
- [9] H.M.Mamedov, K.Kordas, V.U.Mamedov, V.J.Mamedova, KH.M.Ahmedova, E.A.Khanmamedova, Effect of composition and heat treatment regimes on the electrical parameters of Cd_{1-x}Zn_xO films. *BSU Publication Journal of Low Dimensional Systems*, vol. 2, №1, p.28-31. 2018
- [10] J. Elias, R. Tena-Zaera and C. Lévy-Clément, "Electrodeposition of ZnO nanowires with controlled dimensions for photovoltaic applications: Role of buffer layer, //" *Thin Solid Films* vol. 515, p. 8553-8557, 2007

UOT 621.315.592

PACS: 84.60.Jt; 73.50.Pz; 79.60.Jv

SEM AND EDS INVESTIGATION OF C-SI/PS (OR PSCD) WAFERS

Kh. M. AHMEDOVA

Baku State University, Az1148, Z.Khalilov str., 23, Baku, Azerbaijan

xumar90@gmail.com; mhhuseyn@bsu.edu.az

BAKU / AZERBAIJAN

ABSTRACT

Nanostructure porous silicon layers with systematically varied pore size of 8-70 nm were fabricated onto the p-type c-Si wafers with (100) orientation using electrochemical anodizing method from HF+ethanol and HF+ ethanol+CdCl₂ solutions (respectively, PS and PSCD hereafter). The morphological properties of the PS and PSCD layers were studied by scan electron microscopy (SEM).

Keywords: porous silicon, electrochemistry, nanostructure, thin film, photo-sensors, gas-sensors.

СЭМ И ЭДС ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОЕВ C-SI/PS (ИЛИ PSCD)

РЕЗЮМЕ

Наноструктурные слои пористого кремния с систематически варьируемым размером пор 8-70 нм были получены на поверхности пластинах c-Si p-типа с ориентацией (100) с методом электрохимического анодирования из растворов HF + этанол и HF + этанол + CdCl₂ (соответственно, PS и PSCD). Морфологические свойства слоев PS и PSCD были изучены методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

Ключевые слова: пористый кремний, электрохимия, наноструктура, тонкая пленка, фото-сенсор, газовый сенсор.

C-SI/PS (VƏ YA PSCD) LAYLARININ SEM VƏ EDS TƏDQIQI

XÜLASƏ

Sistematik şəkildə dəyişdirilmiş 8-70 nm ölçülü məsamələrlə malik nanoquruluşlu məsaməli silisium layları HF+etanol və HF+etanol+CdCl₂ məhlullarından (uyğun olaraq PS və PSCD) elektrokimyəvi anodlaşma metodu ilə (100) oriyentasiyalı p-tip c-Si lövhələri üzərində alınmışdır. PS və PSCD laylarının morfoloji xassələri SEM mikroskopiyası ilə tədqiq edilmişdir.

Açar sözlər: məsaməli silisium, elektrokimya, nanostruktur, nazik təbəqə, fotosensor, qaz sensoru

Introduction

Anodic polarization of c-Si in hydrofluoric acid solutions, a controlled network of pores of various morphology, size and orientation is formed. It is generally known that the surface modification of the silicon wafer plays a major role in the sensitivity enhancement of gas- and photo- sensors [1, 2, 7]. So, the porous surface of silicon layers participates in the processes of light absorption, gases adsorption and desorption. The surface roughness and low effective refractive index which can reduce reflection losses of sunlight radiation are the primary benefits offered by PS over c-Si [3-5]. A highly porous PS layer can enhance the efficiency of solar cells by increasing light trapping in the active region [6], solves the lattice mismatches problem, and surface reflection is also corrected due to the refractive index of silicon as reported by several other authors [7-10]. So, PS has disadvantages, also. The surface of the PS was covered with Si-H_x bond groups immediately after the deposition. In the process of storage in air, the Si-H_x bond groups are replaced by Si-O_x bond groups and ultimately,

silicon nanocrystallites are covered by an amorphous layer which is the main reason for the instability and degradation of all electrical, photovoltaic, photoluminescent and sensor devices based on PS. There are various technological methods used for the passivating of the PS surface. For example, in [11], the passivating of PS was performed at the excretory hydrogen plasma. Passivating of PS can also be done by inserting different elements into the matrix. For example, in [12], the author's employed carbohydrate solutions in the PS matrix and then tried to carbide the matrix by thermal annealing. The authors have chosen sucrose as a conventional carbohydrate product. In some cases, the process of passage of hydrogen and oxygen in the PS was carried out directly with the deposition process. For this purpose, various salts (AuCl₃, FeCl₃, NaNO₂, KIO₃, CrO₃, etc.) were added to the solution in the deposition process [13-15]. In [13, 14], gold and iron chloride salts were added at different concentrations during the dissolution of PS. The main purpose of the study was to replace the non-stable Si-H_x complexes by Si-Au or Si-Fe stable bonds. It has been established that anodizing in a metallic atmosphere not only stabilizes, but also improves the electrical and optical parameters of PS.

Therefore, for the purpose of comparison, the results of investigations of the morphological, electrical and photoelectrical parameters of heterojunctions p-Si/CdS based on PS [16] and PSCD are considered in this paper.

Experiment

P-type single-crystal Si wafer with orientation of (100), resistivity of 0.01-2.5 Ohm×cm and thickness of 0.2-0.6 μm was etched through an electrochemical process to produce the porous structure. Before anodizing, the c-Si surface was cleaned from the SiO₂ oxide layer as well as contaminants, in an aqueous solution of hydrofluoric acid (HF), washed with de-ionized water at a temperature of 80°C and ethyl alcohol, and then, dried in air. Anodizing of the c-Si substrate surface was carried out in a Teflon chamber with a platinum cathode. HF:ethanol (1:1) solutions with and without CdCl₂ (aqueous solution of CdCl₂ in 10:1 concentration was added to solution) were used for the formation of porous silicon. The anodizing current was 40-70 mA/cm². Depending on the anodizing time (30-1800 seconds) and potential in solutions, PS layers (prepared from solution without CdCl₂) and PSCD layers (prepared from solution with CdCl₂) with the pore sizes of 8-70 nm was prepared on the c-Si surface.

Results and discussion

Figure 1(a) illustrates the SEM images for PS surface formed at anodizing potential of 20V, current of 10-40 mA/cm² and time of 1800 sec. As can be seen from the figure, only non-homogeneously distributed cavities are formed on the surface of the p-Si surface, after the anodizing in solution without CdCl₂. Only in some parts of the surface appear the pore cores.

EDS spectrum show a very small amount of hydrogen in surface of this samples (Figure 1(b)). This fact proves only electro-polishing of the c-Si surface in HF+H₂O+ethanol solution at low anode potentials.

Unlike that, SEM images for PSCD layers, formed at anodizing potential of 20V and current of 40 mA/cm² in HF+CdCl₂+H₂O+ethanol solution, show pores with very small dimension on the surface (Figure 2(a)). EDS spectrums confirm that Cd and hydrogen are on the surface of the layers (Figure 2(b)). The results show that Cd²⁺ ions together with Si²⁺ participate in charge exchange and accelerate the formation of initial growing piths on c-Si surface.

As a result, along with Si, cadmium atoms also deposits at bottom and inside walls of the pores, causing the reduction of non-stable Si-H_x bonds concentration and their replacement by Si-Cd bonds. Subsequently, the neutralizing Cd atoms in the pores as a result of the charge exchange determine the structure of the pores. EDS spectrum of PSCD layers indicates the presence of Cd atoms on the pores.

Increasing the anode potential up to 25-30 V (at current of 10-40 mA/cm²) changes the nature of the anodizing– formation of pores is accelerating. SEM images show oval or spherical pores, which distributed non-homogeneously on the surface for PS samples (Figure 3(a)). The average dimensions of spherical shaped pores were about 7-30 nm, and dimensions of oval shaped pores were about 10-110 nm. Distribution of such pores on PS surface may due to an irregular distribution of the anode current at Si-electrolyte boundary, or, relative weakening of the Si²⁺ ions neutralization process because of "charge deficiency" in certain parts of the surface.

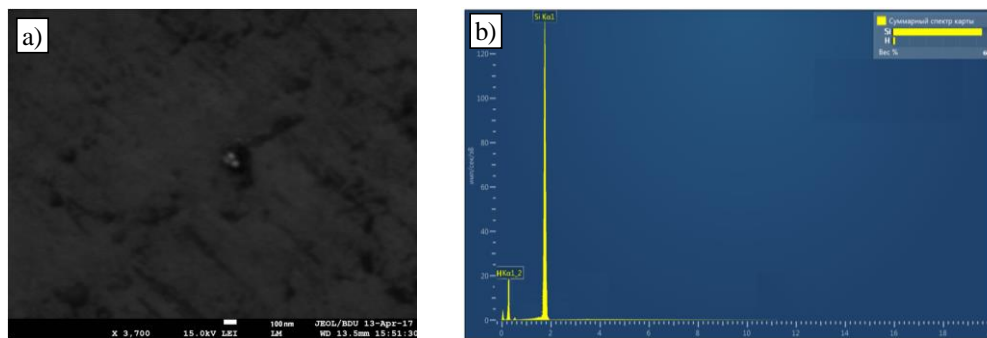


Figure 1. SEM image (a) and EDS spectrum (b) of the PS samples prepared at anodizing voltage of 20 V and current of 40 mA/cm².

EDS spectrums show the oxygen in PS layers after the keeping in open air (Figure 3(b)). True, the PS samples also have Si-H_x bonds, but the unstable bonds leads to degradation of parameters of the devices (gas sensors and solar cells). Si-O_x bonds leads also to increase the PS resistivity.

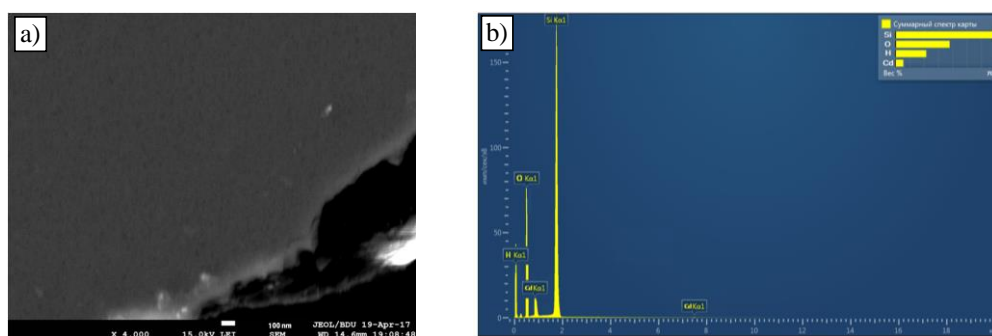


Figure 2. SEM image (a) and EDS spectrum (b) of the PSCD samples prepared at anodizing voltage of 20 V and current of 40 mA/cm².

SEM investigations show that, unlike PS layers, pores in PSCD layers, prepared at anodizing voltage of 30 V, are distributed homogeneously and almost show spherical form cavities (Figure 4(a)). The subsequent increase of anode voltage (up to 40V) almost does not change the size (Table 1) and shape of the pores. This fact show, that the Cd²⁺ ions promotes to uniform distribution of charges and anode voltage across the entire surface at the silicon-electrolyte interface. Uniformly distribution of voltage on the silicon surface results to formation of pores

with spherical shape. It is established that the size of the pores can be regulated only by anodizing current (Table 1). EDS spectrums testify an increase of Cd and decrease of oxygen concentrations in pores (Figure 4(b)).

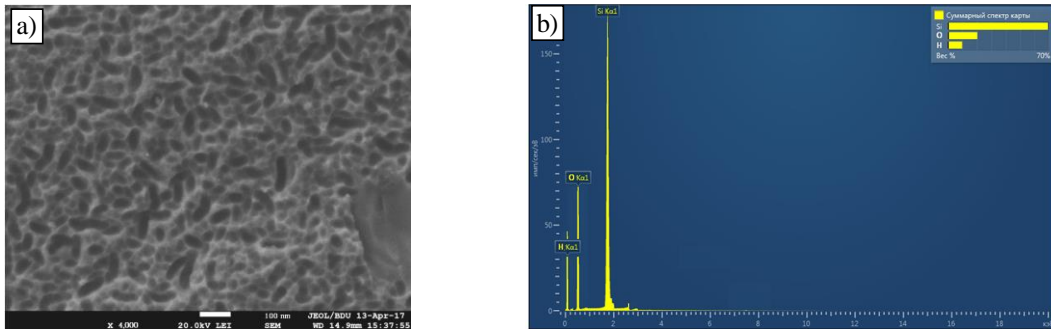


Figure 3. SEM image (a) and EDS spectrum (b) of the PS samples prepared at anodizing voltage of 30 V and current of 40 mA/cm².

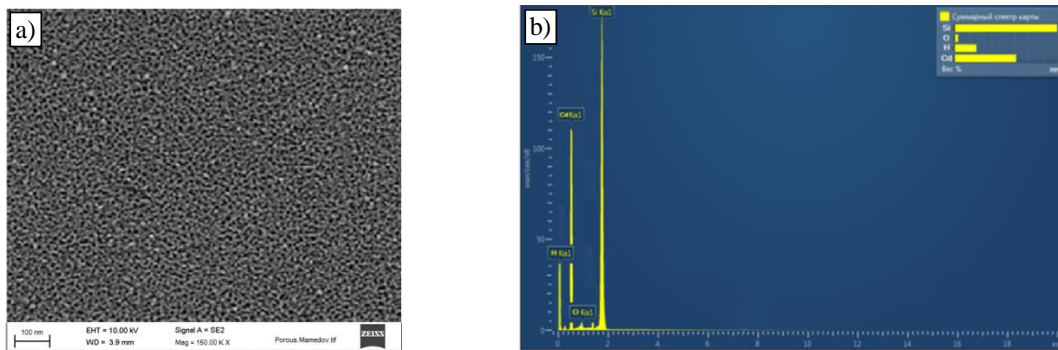


Figure 4. SEM image (a) and EDS spectrum (b) of the PSCD samples prepared at anodizing voltage of 30 V and current of 40 mA/cm².

Table 1. Anodizing parameters of PSCD layers

Samples	Anodizing voltage (V)	Anodizing current density (mA/cm ²)	Anodizing time (s)	Pore sizes (nm)
PSCD1	30	40	1800	8÷11
PSCD2	30	55	1800	10÷16
PSCD3	30	70	1800	30÷70
PSCD2	34	55	1800	10÷15
PSCD2	36	55	1800	11÷17
PSCD2	40	55	1800	10÷19
PSCD2	30	55	1200	9÷16
PSCD2	30	55	400	10÷17

Conclusions

SEM images confirmed that the morphological and stability properties of PS and PSCD layers are governed by the anodizing regime

REFERENCES

- [1] Nalin HM, Jibinlal A, Divesh NS. Application of porous silicon in solar cell. AIP Conference Proceedings.1961: 030019. 2018
- [2] GIUSEPPE B, POROUS SILICON GAS SENSING. IN:CANHAM L, EDITOR. HANDBOOK OF POROUS SILICON. SPRINGER; P.1-12, 2014
- [3] SANTINACCI L, GONÇALVES A, SIMON N, ETCHEBERRY A. ELECTROCHEMICAL AND OPTICAL CHARACTERIZATIONS OF ANODIC POROUS N-INP(1 0 0) LAYERS. ELECTROCHIMICA ACTA. VOL.56, P. 878-888, 2010
- [4] RAID AI, ALWAN MA, AHMED SA. PREPARATION AND CHARACTERISTICS STUDY OF NANO-POROUS SILICON UV PHOTODETECTOR. APPL. NANOSCIENCE.VOL. 7, P.9-15. 2016;
- [5] Naser MA, Al-Dourib Y., Alwan MA, Allaa AJ, Ghassan EA. Characteristics of Nanostructure Silicon Photodiode Using Laser Assisted Etching. Procedia Engineering. vol.53, p. 393-399, 2013
- [6] Oh D, Kim TW, Cho W, Kwack KD. Effects of a H₂SO₄ treatment on the optical properties in porous Si layers and electrical properties of diode devices fabricated with a H₂SO₄ treated porous Si layer. J. Ceram. Process. Res.vol.9, p.57-60, 2008
- [7] GRANITZER P, RUMPF K. POROUS SILICON—A VERSATILE HOST MATERIAL. MATERIALS. VOL.3, P.943-998,2010
- [8] Korotcenkov G, editor. Porous Silicon: From Formation to Application. Vol. 1: Formation and Properties. Taylor and Francis Group: CRC Press; 432 p. 2015
- [9] Korotcenkov G, editor. Porous Silicon: From Formation to Application. Vol. 2: Biomedical and Sensor Applications. Taylor and Francis Group: CRC Press; p. 424,2016
- [10] Korotcenkov G, editor. Porous Silicon: From Formation to Application: Microelectronics, Optoelectronics and Energy Technology Applications. Taylor and Francis Group: CRC Press; vol. 3,p. 430, 2016.
- [11] Venger EF, Holiney RY, Matveeva LA, Vasin AV. The influence of hydrogen plasma on the spectrum of electromotive reflections and the spectrum of electronic states of porous silicon. Semiconductors. vol.37, p.103-107, 2003
- [12] Sreseli O.M, Goryachev D.N, Osipov V.Y, Belyakov L.V, Vul S.P, Serenkov I.T, Sakharov V.I, Vul A.Y. Preparation and study of carbidized porous silicon. Semiconductors. vol.36, p.574-580,2002
- [13] Primachenko V.E, Kononets J.F, Bulakh B.M, Venger EF, Kaganovich ÉB, Kizyak I.M, Kirillova S.I, Manoilov É.G, Tsyrukunov Y.A. The electronic and emissive properties of Au-doped porous silicon. Semiconductors. vol.39, p.565-571, 2005
- [14] Shevchenko O.Yu, Goryachev D.N, Belyakov L.V, Sresli O.M. Optical properties of iron-passivated nanoporous silicon. Semiconductors. vol.44, p.642-646. 2010
- [15] Xu Y.K, Adachi S. Properties of light-emitting porous silicon photoetched in aqueous HF/FeCl₃solution. Journal of Applied Physics. vol.101 №10, p.103509,2007
- [16] Mamedov H.M, Muradov M.B, Konya Z, Kukovecz A, Kordas K, Shah S.I, Mamedova V.C, Ahmedova K.M, Tagiyev E.B, Mamedov V.U. Fabrication and characterization of c-Si/Porous-Si/CdS/Zn_nCd_{1-x}O heterojunctions for applications in nanostructured solar cells. Photonics Letters of Poland. vol. 10, p. 73-75, 2018

UOT 537.9Pasc:PACS 25.40-Ep

INFLUENCE OF ILLUMINATION INTENSITY ON AC- CONDUCTIVITY (σ_{ac}) OF Pd₂Si/n-Si SCHOTTKY DIODE

I.M.AFANDIYEVA, M.N.AGAYEV

Bakı Dövlət Universiteti

afandiyeva@mail.ru

ABSTRACT

In the presented work, the effect of the illumination intensity on the ac-conductivity (σ_{ac}) of the Pd₂Si/n-Si Schottky diode has been investigated. At the fabrication of a contact structure with a diffusion barrier, technological methods of thermal deposition and photolithography were used. The ac-conductivity values were calculated on the basis of measurements of the dependences of the capacitance and reduced conductivity ($C - V$ and $G/\omega - V$, respectively) on voltage. The characteristics were obtained at room temperature and white light illumination with different intensities ($W = 5 \text{ mWt/cm}^2 \div 20 \text{ mWt/cm}^2$). Changes in conductivity observed with increasing illumination intensity are similar to the processes accompanying a decrease in the frequency of the test signal.

PD₂SI/N-SI ŞOTTKI DIODUNUN AC –KEÇİRİCİLİYİNƏ (σ_{ac}) İŞİQINTENSİVLİYİNİN TƏSİRİ

XÜLASƏ

Təqdim olunmuş məqalədə Pd₂Si/n-Si Şottki diodunun ac-keçiriciliyinə (σ_{ac}) işıq intensivliyinin təsiri tədqiq edilmişdir. Diffuziya baryerli kontakt strukturunun hazırlanmasında termik tozlandırma və fotolitografiya metodlarından istifadə edilmişdir. σ_{ac} -in hesablanması tutum və gətirilmiş keçiriciliyin (müvafiq olaraq C-V və G/ω-V) gərginlikdən asılılığının ölçülməsi əsasında hesablanmışdır. Xarakteristikalar otaq temperaturunda müxtəlif intensivlikli ($W=5 \text{ mVt/sm}^2 \div 20 \text{ mVt/sm}^2$) işıqlandırma şəraitində alınmışdır. Işıq intensivliyinin artması nəticəsində müşahidə olunan keçiriciliyin dəyişməsi test signalı tezliyinin azalması ilə müşayət olunan proseslərə bənzəyir.

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОСВЕЩЕНИЯ НА АС-ПРОВОДИМОСТЬ

(σ_{ac}) ДИОДА ШОТТКИ Pd₂SI/N-SI

РЕЗЮМЕ

В представленной работе было исследовано влияние интенсивности освещения на ac-проводимость (σ_{ac}) диода Шоттки Pd₂Si/n-Si. При изготовлении контактной структуры с диффузионным барьером использовались технологические методы термического напыления и фотолитографии. Значения (σ_{ac}) были вычислены на основе измерений зависимостей емкости и приведенной проводимости (соответственно C-V и G/ω-V) от напряжения. Характеристики были получены при комнатной температуре и освещении белым светом с различной интенсивностью ($W=5 \text{ мВт/см}^2 \div 20 \text{ мВт/см}^2$). Изменения проводимости, наблюдаемые при увеличении интенсивности освещения, аналогичны процессам, сопровождающим уменьшение частоты тестового сигнала.

Key words: Schottky diodes, Pd₂Si/n-Si, ac-conductivity, influence of illumination, dielectric properties

1. Introduction

The development of the technology requires the expansion of the operating range of Schottky diodes under various influences. In this regard, attention is drawn to the effect of illumination intensity on the characteristics of Schottky diodes, which have many advantages over p-n junctions [1,2].

The analysis of electronic processes shows that real physical models are more complex than idealized theoretical models. The real model takes into account the presence of a dielectric gap, the role of surface states in electronic processes and various mechanisms of charge transfer.

The effect of intensity of illumination on the conductivity of Schottky diodes is of interest for the development of new devices. The aim of this study is to study the effect of light of different intensities on the ac-conductivity (σ_{ac}) of a Pd₂Si/n-Si Schottky diode.

The use of metal silicide (Pd₂Si) as a metal layer on Schottky diodes provides a displacement of the interface into the semiconductor. This ensures adhesion of the metal and semiconductor, better crystal lattice matching and minimizes the density of surface states.

Preservation of the electrophysical parameters of metal silicide-silicium structures under various external influences creates wide opportunities for their use in semiconductor electronics.

The small size of the contact area increases the likelihood of an inhomogeneous distribution of electrical charge. Based on the above, the effect of white light illumination with different intensities ($5 \div 20$ mW/cm²) on the ac-conductivity of Pd₂Si/n-Si Schottky diodes with small dimensions (8×10^{-6} cm²).

2. Experimental procedure

For the fabrications of Pd₂Si/n-Si Schottky diodes with a geometric size of 8×10^{-6} cm², thermal spraying and photolithography technologies were used. n-type silicon (111) with a resistance of 0.7Ω cm was used as a semiconductor wafer. A thin layer of amorphous TiW alloy was placed between the Al and Pd₂Si layers, which acts as a diffusion barrier. It should be noted that aluminum (Al) has a high diffusion capacity. The formation of a diffusion barrier prevents the penetration of aluminum to the interface, which has a negative effect on the quality of the contact [3-5].

C-V and G/ω-V characteristics were obtained using high-frequency LCR-meter HP4275A (Hewlett Packard) at constant (0 ÷ 5V) and sinusoidal signals (20mV, 500kHz)

3. Results and discussion

In the present article the ac-conductivity of the Pd₂Si /n-Si Schottky diode in the dark and under illumination with different light intensities (5,10, 15, 20 mW/cm²) using a constant voltage (0÷5V) and a test signal (20mV, 500kHz) has been investigated. Based on the C-V and G/ω-V characteristics measured at room temperature under the indicated conditions, the real and imaginary ε' and ε'' parts of the complex dielectric constant, as well as the ac-conductivity, were calculated [6,7]:

$$\sigma_{ac} = \omega C_0 \tan \delta \left(\frac{d}{S} \right) = \varepsilon'' \omega \varepsilon_0 \quad (1)$$

where C_0 - is the capacitance of the empty capacitor, S - is the geometric area of the contact structure, d - is the width of dielectric gap, ε_0 - is the electrical constant ($\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ Fsm⁻¹), ε'' - is the imaginary part of the complex dielectric constant, $\omega = 2\pi f$ is the angular frequency, δ - is the loss angle. During the research at voltage from 0 to 0,7V it was revealed that the dependence σ_{ac} -V changes in the dark as (Fig.1):

$$\sigma_{ac\ qrl} = 1 \times 10^{-7} V^{1,392} \quad (2)$$

In the range of displacements (0.7 ÷ 5) V, the conductivity varies very slightly, practically reaches saturation.

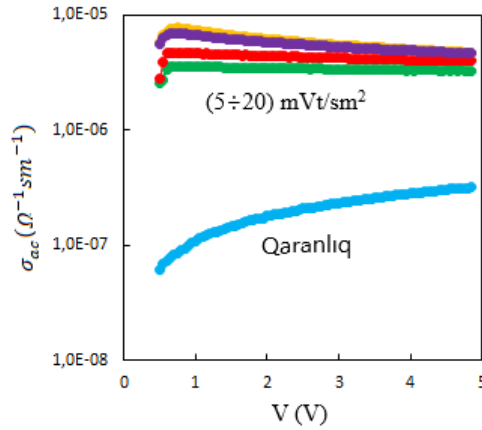


Fig. 1. Voltage dependence of ac-conductivity (σ_{ac}) of Pd₂Si/n-Si Schottky diode at different values of illumination intensity (5÷20 mW/cm²)

When the sample is illuminated with white light, the σ_{ac} value increases by a factor of 10 when compared with its value in the dark. In the range of voltage variation (0 ÷ 0.7) V, a change of ac-conductivity is observed as:

$$\sigma_{ac\ isq} = 8 \times 10^{-6} V^{1,047} \quad (3)$$

at voltages over 0.7 V, σ_{ac} gradually decreases.

The dependence of σ_{ac} for Pd₂Si/n-Si Schottky diode on the illumination intensity at different voltage values is shown in Fig. 2.

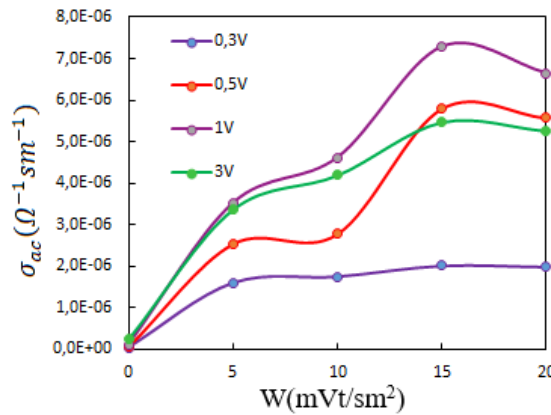


Fig. 2. The dependence of σ_{ac} for Pd₂Si/n-Si Schottky diode on illumination intensity at different values (0.3V÷3V) voltage

Despite the stepwise nature of the dependence in the stress range (0 ÷ 05) V, the dependence $\sigma_{ac} - W$ is defined as:

$$\sigma_{ac}(W) = \sigma_0 + B\omega^s \quad (4)$$

The resulting dependence is similar to the dependence of variable conductivity on frequency [8]. The curves of the dependences can be conditionally divided into several sections. At a bias of 0.3V, the ac-conductivity is practically independent of the illumination intensity. Such regions are similar to dc-conductivity. In the frequency dependence, the ac-conductance value varies for different materials from 0.6 to 1. The dependences of the ac-conductivity at different voltages (0,3V, 0,5V, 1V, 3V) on the illumination intensity are expressed as:

$$\begin{aligned}\sigma_{ac0,3} &= 1x10^{-6}W^{0,17} \\ \sigma_{ac0,5} &= 4x10^{-8}W^{0,18} \\ \sigma_{ac1,0} &= 3x10^{-7}W^{1,13} \\ \sigma_{ac3,0} &= 3x10^{-6}W^{0,43} \quad (5)\end{aligned}$$

On the basis of the obtained results, it was revealed that an increase in intensity leads to processes occurring with a decrease in the frequency of the test signal. A change in intensity leads to a change ac-conductivity and its increasing with increasing of illumination intensity. The effect of illumination is associated with absorption, photoconductivity, uneven charge distribution in the space charge region and polarization [7-11].

4. Conclusions

In the presented work, the effect of the illumination intensity on the ac-conductivity of Pd₂Si/n-Si Schottky diodes with small geometric dimensions (8x10⁻⁶sm²) and a diffusion barrier (amorphous TiW alloy) has been investigated. Based on the measurements of *C* – *V* and *G*/*ω* – *V* characteristics at room temperature, the dependences $\sigma_{ac} - V$ and $\sigma_{ac} - W$ were calculated and analyzed. The effect of increasing illumination intensity on conductivity is similar to the processes occurring with decreasing frequency ($\sigma_{ac} - f$).

ƏDƏBİYYAT:

1. Стриха В.И. Теоретические основы контакта металл-полупроводник. Киев: Наукова думка, 1974, 264 с.
2. Бузанева Е.В. Микроструктуры интегральной электроники. М.: Радио и связь, 1990, 305 с.
3. I.M.Afandiyeva, SH.G.Askerov, L.K.Abdullayeva, SH.S.Aslanov, Solid-State Electronics, 51, 1096 (2007).
4. KwakJoonSeop, Kang, Ki Man, Park Min Joo, Pyo, Myounggho, Science of Advanced Materials, 6,10, 2249 (2014).
5. I.M.Afandiyeva, I.Dokme, Ş.Altındal, et.al. The frequency and voltage dependent electrical characteristics of Al-TiW-Pd₂Si/n-Si structure using I-V, C-V and G/*ω*-V measurements// Microelectronic Engineering 85 (2008) 365-370.
6. I.M.Afandiyeva, Ş.Altındal, L.K.Abdullayeva// Illumination dependent electrical characteristics of PtSi/n-Si(111) Schottky barrier diodes (SBDS) at room temperature// J. Modern Technology & Engineering Vol.2, No.1, 2017, pp.43-56.
7. İ.M.Əfəndiyeva, M.N.Ağayev, A.R.Rəsulova/ Pd₂Si/n- Si Şottki diodlarının dielektrik parametrlərinə işığın təsiri/SDU //“Təbiiqi fizika və energetikanın aktual məsələləri” II Beynəlxalq elmi konfrans, 12-13 noyabr 2020.
8. С.В.Гнеденков, С.Л.Синебрюхов/Импедансная спектроскопия в исследовании процессов переноса заряда, Вестник ДВО РАН. 2006. № 5,с.6-16.
9. И.А.Мальшкшина, Е.В.Селезнева, И.П.Макарова и др.Диэлектрические свойства и проводимость монокристаллов (K,NH₄)₃N(SO₄)₂ при малых концентрациях калия //ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия// 2019. № 4. С. 52-58.
10. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг/Полупроводниковые фотоэлектронпреобразователи для ультрафиолетовой области спектра. Обзор//Физика и техника полупроводников, 2003, том 37, вып. 9, с.1024-1055.
11. Electrode polarization and charge transport at solid interfaces / A. Serghei, M. Tress, J.R. Sangoro et al. // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 63. – P. 214203.

UDC 631.315.592

$TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) SOLID SOLUTIONS THERMOELECTRIC PROPERTIES

AGAeva Ulkar Mahammadali

ZARBALIYEV Mahammadali Mazahir

Sumgait State University

Sumgait. Azerbaijan 43 sq., AZ-5008.

ulker.567@mail.ru

ABSTRACT

The temperature dependences of thermoelectric figure of merit (Z) and its dimensionless parameter (ZT) in a wide range of temperatures and charge carrier-hole concentrations in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ solid solutions are discussed. It was found that in the composition $x = 0.10$ at $T > 700K$ Z and ZT reach a highest values, by the reason the scattering of phonons and holes by defects. It revealed, that with increasing x , the mobility of holes increases due to the substitution of ytterbium by indium.

Keywords: thermoelectric power, electrical conductivity, thermal conductivity, effective mass of charge carriers, defect scattering.

$TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) BƏRK MƏHLULLARININ TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

XÜLASƏ

İşdə $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ bərk məhlullarında geniş temperatur vədəşiklərin konsentrasiyası intervalında termoelektrik keyfiyyət əmsalı (Z) və onun ölçüsüz parametrinin (ZT) temperatur asılılıqları müzakirə olunmuşdur, müəyyən olunmuşdur ki, $x=0,10$ tərkibində Z və ZT $T > 700K$ olduqda ən böyük qiymətə çatır. Bunun da səbəbi fonon və deşiklərin defektlərdən səpilməsidir. Aşkar olunmuşdur ki, x artdıqca indium atomlarını itterbium atomları ilə əvəz etdikcə deşiklərin yürüklüyü böyüyür.

Açar sözlər: termo-ə.h.q., elektrik keçiriciliyi, istilik keçiriciliyi, yükdaşıyıcıların effektiv kütlələri, defektlərdə səpilmə.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$)

РЕЗЮМЕ

В данной работе обсуждались температурные зависимости термоэлектрической добротности (Z) твердых растворов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ и ее безразмерного параметра (ZT) в широком интервале температур и концентраций носителей заряда - дырок, установлено, что в составе $x=0,10$ Z и ZT при $T > 700K$ достигают наибольшего значения, причиной которого является рассеяние фононов и дырок на дефектах. Выявлено, что с ростом x возрастает подвижность дырок за счет замещения атомов индия атомами иттербия.

Ключевые слова: термо-э.д.с., электропроводность, теплопроводность, эффективная масса носителей заряда, рассеяние на дефектах.

According to the A.F. Ioffe criterion [1, 73], an increase in μ/χ_{ph} (μ is the mobility of charge carriers, χ_{ph} is the phonon part of thermal conductivity) is caused by a change in kinetic properties of the materials, on the basis that during the distortion of the crystal lattice, an additional number of defects are formed. Such objects are characterized by interesting physical processes: high mobility of charge carriers, low phonon thermal conductivity, and prospects for functioning over a wide temperature range [2, 18]. This means that a

decrease in the intensity of phonon scattering by phonons is completely compensated by an increase in scattering by impurities (or defects) [2,18]. Since the wavelength of the electrons is longer than the wavelength of the phonons, this leads to a general increase in μ/χ_{ph} .

The listed features can be expected in solid solutions $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ which are provided as thermoelectric material playing the role of thermopile. It is known [1,73] that the efficiency of a thermoelectric converter is determined.

The listed features can provide a very high thermoelectric figure of merit Z in solid solutions at high temperatures.

$$Z = \alpha^2 \sigma / \chi_{tot} \quad (1)$$

Where, χ_{tot} is the total thermal conductivity. When calculating the error by the temperature dependence χ_{tot} , the heat flux of integral radiation was taken into account.

The experimental data on $\chi_{tot}(T)$ is given in the table. Even more often use the form of a dimensionless parameter

$$ZT = \frac{\alpha^2 \sigma T}{\chi_{tot}} \quad (2)$$

It can be seen from (1) and (2) that a high-quality thermoelectric material must simultaneously have high electrical conductivity, high thermoelectric power, and low thermal conductivity. Thermoelectric power and electrical conductivity are determined only by the electronic properties of the material, and therefore they are often combined into a value $P = \alpha^2 \sigma$ which is called "Power factor". In this aspect, one of the fundamental electronic spectrum parameters in a semiconductor is a band gap E_g width. Another important parameter in the thermoelectric figure of merit (Z) formula is the effective mass of charge carriers (m^*). The relationship between E_g and m^* is very weak. Growth Z is associated with a α high value, and obtained due to the large effective mass of charge carriers, and a large m^* leads to decreasing σ (high mobility of charge carriers cannot be obtained with a large effective mass). Therefore, the implementation all of these conditions in a single material difficult. In general, the dependence of Z on the temperature and charge carrier concentration is more difficult. However, at a certain approximation, the relationship between Z_{max} and charge carrier parameters are described as [1, 74]

$$Z'_{max} = 1,2 \cdot 10^{-7} \frac{(m^*)^{3/2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}}{\chi_{ph}} e^r \quad (3)$$

Where $T_0 = 300K$; r is the parameter of scattering mechanism.

$TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ solid solutions is a p-type material [3, 1297]. The temperature dependences of the electrical conductivity (σ), the Hall coefficients (R), and the thermopower (α) are shown in [3, 1298]. As can be seen from Fig.1, at $x=0 \div 0,02$ $\sigma(T)$ increase with increasing x , and at $x = 0.05 \div 0.10$, first $\sigma(T)$ decreases to $T \sim 700 K$, and after $T \sim 700K$ it is increasing. This means that a decrease in $\sigma(T)$ to $T \sim 700K$ occurs due to a decrease in the mobility of charge carriers, and after $T \sim 700K$, an increase in $\sigma(T)$ is associated with an increase in the concentration of charge carriers with the appearance of intrinsic conductivity. In [3, 1209] it was

established that the valence band is parabolic. As is known in this model of the spectrum, there is no relation between the effective mass of charge carriers and the band gap. In this case, the temperature and concentration dependence of the effective mass of holes almost remains constant. The values of band gap E_g [3, 1209] to $T \sim 700K$ in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ do not exceed k_0T . This leads to the fact that with such width of a band gap the Fermi level lying near the top of the valence band, the concentration of the minority carriers and their contribution to transport become negligible. And this leads to increasing thermo-power to $T \sim 700K$.

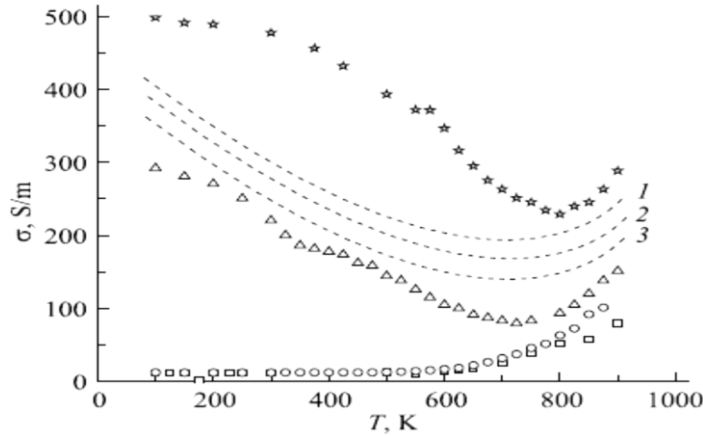


Fig. 1. Temperature dependences of electrical conductivity in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ □ - (x=0), O- (x 0.02 =) Δ - (x = 0.05) * - (x 0,10 =) [3]

The total thermal conductivity is determined by the sum of the phonon χ_{ph} and hole thermal conductivity χ_h , where $\chi_h = L_0\sigma T$ (where $L_0 = (\pi/3) (k_0/e)^2 = 2.44 \cdot 10^{-8} W \cdot Ohm / K$) as

$$\chi_{tot} = \chi_{ph} + L_0\sigma T \quad (4)$$

According to the theoretical calculations of Leibfried and Haazen [4 ,137] at a temperature $T > 0$, phonon thermal conductivity

$$\chi_{ph} = \frac{12}{5} \cdot \left(\frac{k}{h}\right)^3 \cdot \frac{\bar{M}\delta\theta^3}{\gamma_0^2 T} = 5,7 \frac{\bar{M}\delta\theta^3}{\gamma_0^2 T} \quad (5)$$

where, γ_0 is the Grüneisen constant, which, as usual for most solids, is of the order of 2; $\bar{M} = \frac{(1-x)\bar{M}_{TlInTe_2} + x\bar{M}_{TlYbTe_2}}{2}$ the average mass of the atoms of the compound (where $\bar{M}_{TlInTe_2} = 143.60, \bar{M}_{TlYbTe_2} = 158.15$) δ - is the cubic root of the average atomic volume, and θ - Debye temperature. For a solid solution $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ $\theta = 200K$ [4], $\delta = \sqrt[3]{\frac{\Omega_0}{N}}$ where N is determined by X-ray diffraction, as $N = d_{xr} / \bar{M} = az\Omega_0$ [6, 560], z - number of formula units, and the number of atoms in it - the volume of the tetragonal cells [5, 1325]. Substituting these values in (5), we obtained $\chi_{ph}(T)$ for the samples $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0 \leq x \leq 0,10$) (see table).

α_1 - Thermal coefficient, band gap, E_0 - band gap at $T=0K$, $E=E_0-\alpha_1T$, m_n^* and m_p^* - effective mass of electrons and holes, χ_{tot} and χ_{ph} -total and phonon heat-conducting, W_i is additional, Γ - parameter of disordering.

Table

Sample	$\alpha \cdot 10^{-4} eV / K$ [3]	E_{g0} [3]	T	$E_g T$ [3]	m_n^* [3]	m_p^* [3]	χ_{ph}	χ_{tot}	ΔW_i	Γ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
x=0	-1.20	0.70	100	0.70	0.040	0,55	0.98	0.98		
			300	0.66	0.040	0,53	0.53	0.95		
			500	0.64	0.040	0.53	0.53	0.80		
			600	0.63	0.039	0.52	0.52	0.78		
			700	0.62	0.038	0.51	0.51	0.75		
x=0	-1.20	0.70	800	0.60	0.037	0.51	0.51	0.76		
			900	0.59	0.036	0.50	0.50	0.78		
x=0,02	-1.23	0.66	100	0.65	0.036	0.52	0.86	0.87	14	2,9
			300	0.62	0.036	0.52	0.82	0.83	16	
			500	0.60	0.035	0.51	0.64	0.67	29	
			600	0.59	0.035	0.51	0.60	0.66	50	
			700	0.57	0.034	0.50	0.58	0.68	58	
			800	0.56	0.033	0.49	0.54	0.70	69	
900	0.55	0.032	0.48	0.47	0.74	78				
x=0,05	-1,28	0,62	100	0,61	0,034	0,48	0,76	0,83	29	7,1
			300	0,58	0,034	0,47	0,63	0,78	35	
			500	0,56	0,033	0,47	0,58	0,72	49	
			600	0,54	0,032	0,46	0,56	0,70	58	
			700	0,53	0,031	0,45	0,55	0,72	69	
			800	0,52	0,030	0,45	0,51	0,74	76	
900	0,50	0,029	0,44	0,46	0,78	84				
x=0,10	1.30	0.54	100	0.53	0,031	0,47	0,66	0,78	49	12,3
			300	0.52	0,031	0,47	0,42	0,75	133	
			500	0.50	0,030	0,46	0,37	0,76	143	
			600	0.48	0,029	0,46	0,32	0,78	183	
			700	0.46	0,028	0,46	0,30	0,85	200	
			800	0.44	0,027	0,45	0,29	0,88	237	
900	0.42	0,026	0,45	0,24	0,94	255				

To determine the effect of point defects on χ_{ph} , the Clemens theory was used [6, 560], which takes into account the three-phonon processes of phonon transfer and scattering by point defects, according to which

$$\chi_{ph} = \chi_{tot}(\omega_0 / \omega_d) \arctg(\omega_0 / \omega_d) \quad (7)$$

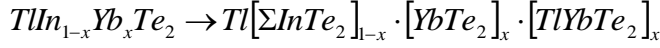
$$\omega_0 / \omega_d = K_0 / (2\pi^2 \chi_{tot} \omega_d A) u A = (1/4V^2 N) \cdot \Gamma$$

Here, χ_{tot} is the stoichiometric thermal conductivity equal to the composition in the absence of the influence of defects. $\omega_d = K / \hbar$ Debye phonon frequency, co-frequency at which the relaxation times for U are the processes of transfer and scattering by defects, V is the average speed of sound in a crystal, and Γ is the disorder parameter equal to [7, 119]

$$\Gamma = x \cdot (1-x) \left[\left(\frac{\Delta \bar{M}}{\bar{M}} \right)^2 + \varepsilon (\Delta \gamma / \gamma)^2 \right] \quad (8)$$

and taking into account the combined effect of local changes in density and elastic properties. In (8), ε -characterizes the elastic properties of the medium, is the relative change in mass during the replacement of base atoms with impurity atoms.

In evaluating Γ , the number of atoms in a unit volume of the corresponding composition N is determined by formulas (6). Since in the solid solutions we studied



$$\frac{\Delta \bar{M}}{\bar{M}} = \frac{\bar{M}_{TIYbTe_2} - \bar{M}_{TlInTe_2}}{(1-x)\bar{M}_{TlInTe_2} + x\bar{M}_{TIYbTe_2}}$$

According to [7,119], the value $\Delta\gamma/\gamma$ can be calculated from the difference in the parameters of the unit cell of the base a_{TlInTe_2} and a_{TIYbTe_2} :

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \left[\frac{(a_{TlInTe_2} - a_{TIYbTe_2})}{a_{TlInTe_2}} \cdot (\eta/(1+\eta)) \right] \quad (9)$$

where, $\eta = (1+\nu)/[2(1-2\nu)]$, ν - Poisson's coefficient. The parameters necessary for the calculation for the components were taken from (ν, ϵ, ν) [5,1325] and ($a_{TlInTe_2} \cdot a_{TIYbTe_2}$) [6, 560] and were linearly extrapolated for $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. The data obtained for $\chi_{ph}(T)$ according to formulas (5) and (7) differ slightly. The calculated values of the parameter Γ for $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ $x = 0.02, 0.05, \text{ and } 0.10$ are given in the table. From a comparison of the stoichiometric $TlInTe_2$ composition and the $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ compositions, it turns out that at room temperature, due to the value of the disorder parameter Γ , the χ_{ph} value on the dependence of x decreases by almost a factor of 1.3 to 4.3. This indicates that, with other equal parameters, the thermal resistance arising due to disorder in $TlInTe_2$ should be much less than in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. This suggests that the found value of Γ correctly reflects the actual ratio of the main factors responsible for additional phonon scattering (scattering by defects) [2,18]. This leads to additional thermal resistance defined as [7, 119]

$$\Delta W_i = \frac{1}{\chi_{ph}} - \frac{1}{\chi_v}$$

The obtained data on ΔW_i are given in the Table. As seen from the table, an increasing of concentration of defects leads to the ΔW_i and Z increase. As noted above, in this case, an increase in the concentration of defects occurs only due to the replacement of indium atoms by ytterbium atoms in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. This gives base to say that thermal conductivity along with other kinetic properties is determined by the nature of intrinsic defects and the nature of their behavior [2, 18].

Figure 4 shows the calculated on the basis of experimental $\sigma(T), \alpha(T)$ and $\chi_{tot}(T)$ value Z of solid solutions $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ etc. when temperatures of 300, 500 and 800K. As seen from the table, as x increases in solid solution $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ leads to increase Z . It can be seen from Fig. 4 that $Z(T)$ for all samples increases with increasing temperature, and an increase in $Z(T)$ is also observed with a decrease in the hole concentration. It was found that the minimum value of Z has a sample with $x = 0$ at $T = 300K$.

It is known that an increase in α, σ and a decrease in χ_{tot} lead to an increase in the power factor P and Z , however, self-propelling Yb strongly affects the value of Z , undoubtedly this is due to a change in the number of intrinsic defects [2, 18]. Moreover, $\chi_{ph}(T)$ is characteristic

of sufficiently defective materials [2, 18]. Comparison of thermal conductivity change and its hole in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ the component has a common pattern, as in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ the solid state is always $\chi_{ph} > \chi_n$. However, hole thermal conductivity increases with increasing temperature, and $\chi_{ph}(T)$ decreases.

As can be seen from the table, the total thermal conductivity is sensitive to the substitution of indium atoms by ytterbium atoms. This may be due to the fact that the substitution of In atoms with Yb atoms increases the hole thermal conductivity more intensively than the phonon part of thermal conductivity decreases. Such a strong dependence of χ_{ph} on the concentration of defects indicates the possibility of their participation in heat transfer as scattering centers.

As seen from Fig. 1, 3 in interval 300-700K temperature with increasing temperature σ decreases and α increases. And hole concentrations for all samples in the indicated temperature range change insignificantly (Fig. 2) [3, 1297]. Hence, in this interval temperatures decrease with increasing temperature σ occurs mainly by reducing the mobility of holes $\mu_h(T)$. A decrease in $\mu_h(T)$ occurs due to scattering of holes on the thermal vibrations of the lattice and on defects according to the law $\mu_h \propto (T)^{-0.7}$ [3, 1297]. In these crystals, the vacancies of Yb atoms are greater than the vacancies of In atoms. The reason for this is the large screening of Yb atoms (ionic radius $R_{yb}=1.93\text{\AA}$, $R_{in}=1.57\text{\AA}$) in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Therefore, due to phonon-phonon and phonon-defect scattering, χ_{ph} decreases, since $\chi_{ph} \propto (T)^{-0.2}$. With increasing x decrements χ_{ph} and the index of degree $n'(\chi_{ph} \propto T^{-n'})$. As a result, when $x \geq 0.05$ μ_h / χ_{ph} with increasing temperature changes by the law $\mu_h / \chi_{ph} \propto (T)^{-0.5}$. Therefore, up to $T \approx 700\text{K}$, an increase in Z with temperature occurs only due to a linear increase in $\alpha(T)$ (Fig. 3). After $T \approx 700\text{K}$, increasing of Z is associated with the onset of its own region, since rising of conductivity with temperature is stronger than the total thermal conductivity χ_{tot} .

The particular interest is the dimensionless parameter ZT in these solid solutions (Fig. 5). As is known, at room temperature greatness in ZT for most thermoelectric materials not exceed unity [10, 44]. There are materials in which ZT reaches up to 2-3 [11, 1315]. In these solid solutions of the sample for $x = 0.10$ ZT at temperatures $T \approx 800\text{K}$ reaches up to ~ 3.4 (Fig. 3). This is consistent with the data of [11, 1315]. Except for a high temperature, the reason $ZT \geq 2$ can be due two reasons: 1) at a temperature range of 700-1000K, the effective holes mass decreases with temperature according to the law $m_p^* \propto T^{-0.20}$, which indicates the nonparabolicity of the valence band, since parabolicity in highly degenerate samples does not to a significant increase in the effective mass with temperature. In the same temperature range due to the onset of the region of intrinsic conductivity, the total thermal conductivity increases according to the law $\chi_{tot} \propto T^{0.15}$.

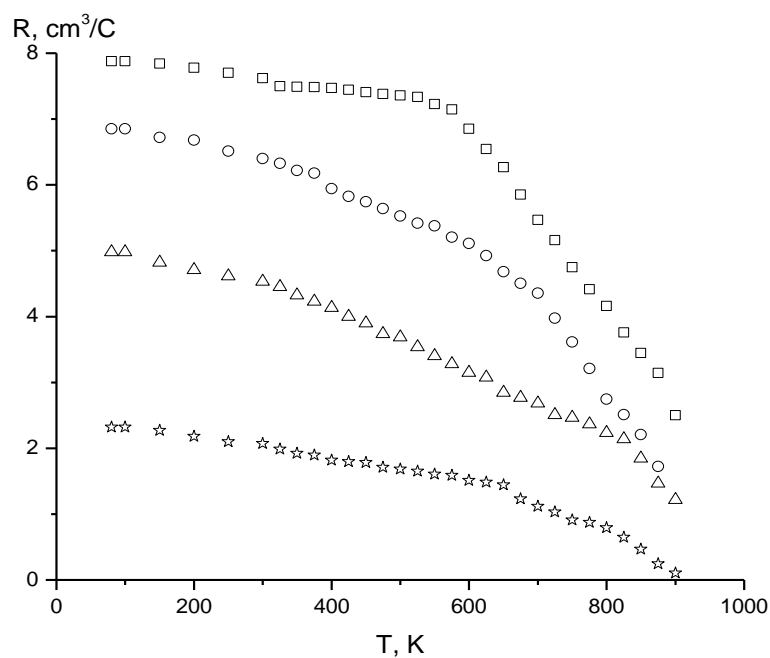


Fig. 2. The temperature dependence of Hall coefficient (at $H = 1200$ A/m) in [3]. The designation is the same as in Fig. 1.

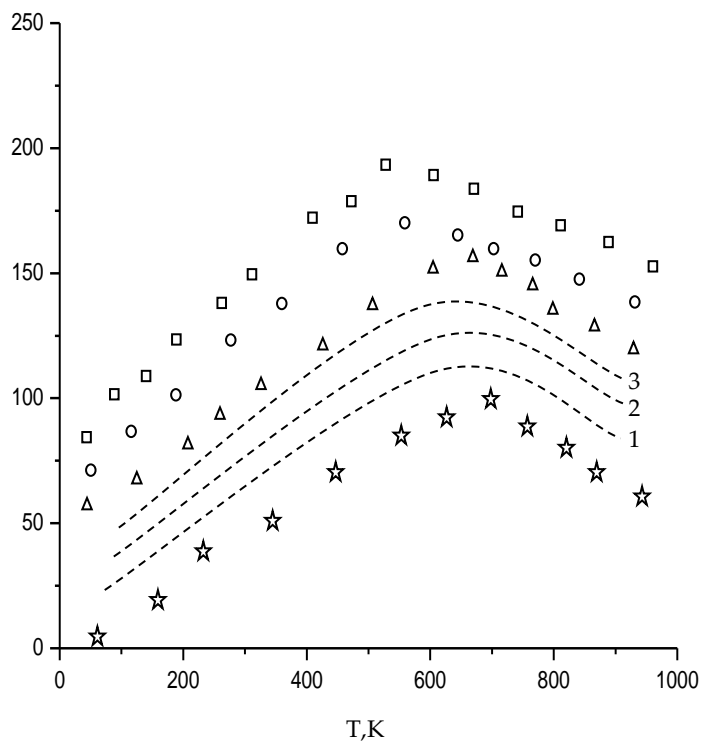


Fig. 3. Temperature dependences of thermo-power in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ [3]. The designation is the same as in Fig. 1.

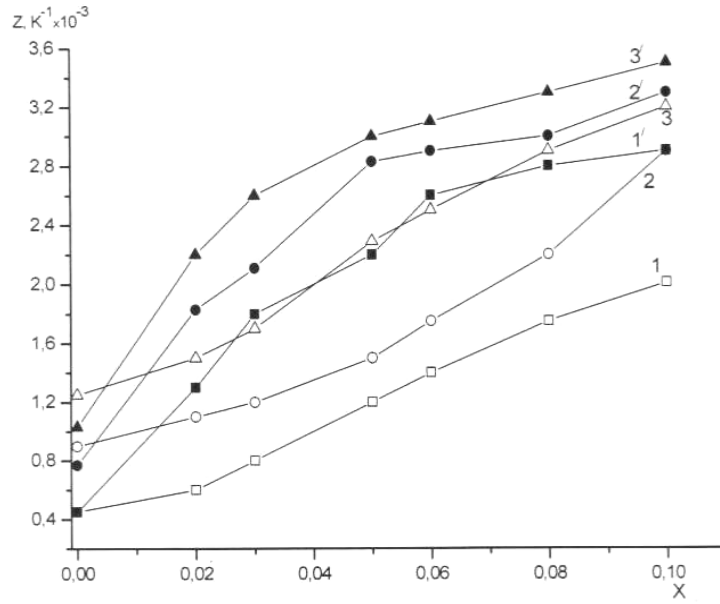


Fig. 4. The dependences of thermoelectric figure of merit on the composition at various temperatures in $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Calculations 1-3 according to formulas (1), and 1' -3' according to formulas (3) (1.1' -300; 2.2' - 500; 3.3' -800K)

From these arguments it can be seen that the temperature behavior of the effective mass in solid solution $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ in the indicated temperature range $m_p^*(T)$ does not weaken and leads to an increase in ZT in the form $ZT \propto T^{1.2}$. Therefore, the version, due to the dependence $m_p^*(T)$ of ZT passing to growth at high temperatures, is not justified. 2) The second version consists in the fact that at $T > 700$ K due to the onset of conductivity of the intrinsic region due to interband transitions conductivity increases with increasing temperature as $\sigma \propto T^{1.5}$, and thermoelectric power decreases by law $\alpha \propto T^{-0.7}$.

At the same time, due to the phonon – phonon and phonon – defect scattering, $\chi_{ph}(T)$ decreases in the form $\chi_{ph} \propto T^{0.2}$. As a result, at $x > 0.5$ and $T > 700$ K, ZT changes with increasing temperature according to the law $ZT \propto T^{1.3}$. So, it follows from the above two versions that, due to band transitions of charge carriers, an increase in $\sigma(T)$ and a decrease in $\chi_{ph}(T)$ lead to an increase in ZT at $T > 700$ K.

It can be seen from Fig. 4-5 that, for the studied temperature range, the calculations by formulas (1-3) differ in the values of Z and ZT . The reason for this may be related to that in these materials: 1-there is a large error in determining the value of the effective mass of holes, 2- the parameter of the scattering mechanism is not uniquely determined.

It can be seen from the table that, at $T > 700$ K, an increase in x leads to an increase in $\chi_{tot}(T)$, the reason for which is the predominant role of the bipolar component of thermal conductivity (χ'). At temperatures $T > 700$ K, depending on the composition, it increases from 18% to 60% of χ_{tot} , then, according to formulas (4), the total thermal conductivity has the form $\chi_{tot} = \chi_{ph} + \chi'$, where $\chi' = (\sigma_n + \sigma_h)L_0T$.

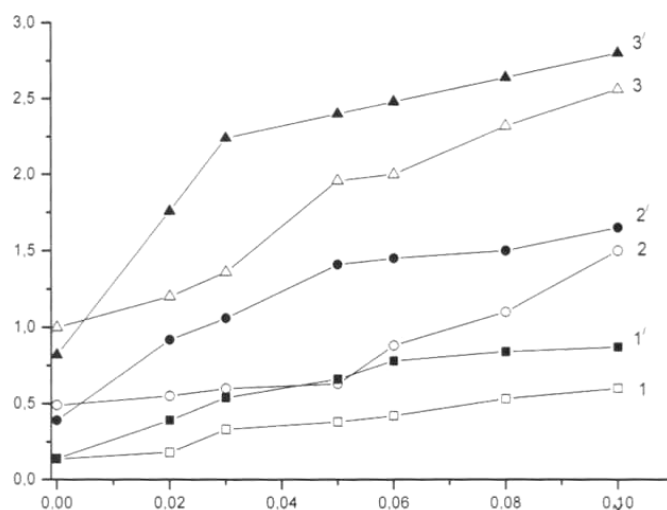


Fig. 5. Depending dimensionless parameter of thermoelectric figure of merit of the composition at various temperatures $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. The designation is the same as in Fig. 4.

So, in solid solutions $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ found:

1. In $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ holes wavelength longer than the wavelength of phonons which leads to an overall increase Z.

2. To achieve the highest Z, conditions arise for the propagation of charge carriers and phonons to satisfy the term $\mu_{th} / \chi_{ph} \gg 1$.

3. The growth of substitution of indium atoms by ytterbium atoms leads to rather high values of Z and ZT.

REFERENCES

1. Semiconductor thermoelements. Izd AN USSR, Moskva 1960 (in Russian)
2. Oskotsky V.S., Smirnov I.I. Defects in crystals and thermo-conductivity. Nauka, Leningrad 1972 (in Russian) [2,18]
3. Aliev F.F., Agaeva U.M., Zarbaliyev M.M. The energetic spectrum of charge carriers in solid solutions of $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Fiz. Tekh. Poluprovodn. 2016, T.50, Vol. 10, pp 1297-1302. (in Russian).
4. Leibfried G.I., Haasen P. Zum mechanismus der plastischen verformung. J.Phys. 137.67 (1954) 163 c.
5. Gadjiyev V.A., Gurbanov M.M. and etc. Inorg. Mater. (Neorganicheskie Matereriali, in Russian) (1990) t.26, p.1325.
6. Zarbaliyev M.M. Inorg. Mater. (Neorganicheskie Matereriali, in Russian)(1999), t.35. pp.560-564.
7. Klemens P.G. Thermal resistance due to point defects at high temperatures. Physical Review, 1960, Vol.119, No:2, pp. 507-509, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.119.507>.
8. Abeles B. Lattice Thermal Conductivity of Disordered Semiconductor Alloys at High Temperatures. Physical Review, 1963, Vol.131, No:5, p.1906. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.131.1906>
9. Nolas G.S., Sharp I., Goldsmid H.I. Thermoelectrics. Springer, Berlin, Heidelberg. (SSMATERIALS, vol.45), 2001, 616p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-04569-5>
10. Ohta H. Thermoelectrics based on strontium titanate. Materials Today, 2007, Vol.10, No:10, pp.44-49. DOI: [https://doi.org/10.1016/S1369-7021\(07\)70244-4](https://doi.org/10.1016/S1369-7021(07)70244-4)
11. Годжаев Э.М. Керимова Р.А. Термoeлектрические свойства кристаллов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0.01 \leq x \leq 0.04$) Изв. РАН, Неорганические материалы. – 2004. – Т. 40, № 11. – С. 1314 – 1316.

UOT 537.9PACS 25.40-Ep

Al-TiW-Pd₂Si/n-Si ŞOTTKI DIODUNDA GÖRGINLIYIN PAYLANMASI

İ.M.ƏFƏNDİYEVA, Ç.Q.AXUNDOV

Bakı Dövlət Universiteti

afandiyeva@mail.ru

XÜLASƏ

Məqalədə Al-TiW-Pd₂Si/n-Si Şottki diodunun otaq temperaturunda tədqiqatının nəticələrini təqdim edilmişdir. Kontaktada nazik dielektrik aralığın mövcudluğunu qəbul etməklə ümumi nəzəriyyə əsasında tətbiq olunan gərginliyin paylanması hesablanmışdır. Otaq temperaturunda ölçülmüş volt-tutum (C-V) və volt-ampere (I-V) xarakteristikalarından alınmış nəticələrə əsaslanaraq fəza yükü oblastında gərginlik düşküsi (V_2) və səth hallarının yenidən yüklənməsi potensialı (V_1^i) hesablanmışdır.

Açar sözlər: Şottki diodu, silisid/silisiyum kontaktı, Pd₂Si/nSi(111), səth halları, diffuzion baryer.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ДИОДЕ ШОТТКИ Al-TiW-Pd₂Si/n-Si РЕЗЮМЕ

В статье представлены результаты исследования распределения напряжения в диоде Шоттки при комнатной температуре. На основе измеренных вольт-фарадных (C-V) и вольт-амперных (I-V) характеристик и теории, учитывающей наличие тонкого диэлектрического зазора между металлом и полупроводником, вычислено значение падения напряжения в области пространственного заряда (V_2) и потенциал, связанный с перезарядкой поверхностных состояний (V_1^i).

Ключевые слова: диоды Шоттки, контакты силицид/силициум, Pd₂Si/nSi(111), поверхностные состояния, диффузионный барьер.

THE VOLTAGE DISTRIBUTION IN AL-TIW-PD₂SI/N-SI(111) SCHOTTKY DIODE

ABSTRACT

This article presents the results of a study of the voltage distribution in a Schottky diode at room temperature. Based on the measured volt-capacitance (C-V), volt-current (I-V) characteristics and theory, which take into the presence of a thin dielectric gap between the metal and the semiconductor, the value of the voltage drop in the space charge region (V_2) and the potential associated with the recharging of surface states (V_1^i) have been investigated.

Keywords: Schottky diode, silicon / silicon contact, Pd₂Si / nSi (111), surface conditions, diffusion barrier.

Giriş

Nazik kristallik təbəqələrin alınmasında istifadə olunan müasir texnologiyaların inkişafı, tədqiqi və tətbiqi Şottki baryeri əsasında yeni metal-yarımkeçirici strukturların mikro- və nanoelektronika üçün yaradılması və inkişafı ilə bilavasitə bağlıdır [1-4]. Bu strukturların xassələri bir sıra amillərdən (ayrılma sərhədi, defektlər, fiziki proseslərin kinetikasi və s.) asılıdır.

Şottki baryerli metal-yarımkeçirici nəzəriyyəsinə görə ümumi halda ayrılma sərhədində nazik dielektrik layının olması qəbul olunur. Leqovek-Slobodskiy modelinə görə [5] yarımkeçirici/dielektrik sərhəddində lokallaşmış səth halları kontinuumu mövcuddur, səth yükü və potensial bu sərhəddin bütün nöqtələrində eynidir. Real halda texnologiyanın mükəmməl olmaması nəticəsində yarımkeçiricinin səthində potensialın fluktuasiyaları, səth

hallarının yükün paylanması və cərəyan daşınmasında rolu, kontaktda gətirilmiş yarımkeçirici və metalın kristallik qəfəslərinin uzlaşmasının təsiri aşkar edilmişdir [6,7]. Qeyd olunan amillər təqdim olunmuş məqalədə Al-TiW-Pd₂Si/n-Si Şottki diodunda potensialın paylanmasının tədqiqini əsaslandırılmışdır.

Eksperiment

Al-TiW-Pd₂Si/n-Si(111) Şottki diodunun hazırlanmasında adətən kiçik həndəsi ölçülü diodların hazırlanmasında istifadə olunan planar texnologiya və standart fotolitoqrafiya metodu tətbiq edilmişdir. Pd₂Si silisidi termik buxarlanma metodu ilə 0,7 Ω·cm müqavimətli 3,5 µm qalınlıqlı n-tip (fosfor aşqarlı) Si(111) altlıq üzərində alınmışdır.

İlk öncə n-tip silisium (Si(111)) lövhənin səthi termik üsulla oksid təbəqə sonra da işığa həssas fotorezistlə örtülür. Metallaşmadan öncə lövhə ammonium peroksidi qarışıqında 10 dəqiqə ərzində 2 mərhələli kimyəvi təmizləməyə məruz qalır. Sonra altlıq uzun müddət ərzində deionlaşmış suda, suyun müqaviməti 18 MΩsm olana qədər, yuyulur. Dielektrik maska (SiO₂) O₂+H₂+HCl buxarında 1320K temperaturunda termik oksidləşdirmə üsulu ilə alınır. SiO₂ təbəqəsinin qalınlığı 0,34-0,36mk civarındadır. Təbəqədə açılan pəncərələrin keyfiyyəti nəmliyin çökdürülməsi metodu vasitəsilə yoxlanılır.

Metal təbəqənin alınmasından öncə silisium lövhələr sistemin kamerasında 6×10⁻⁵ Torr vakuumda 573K temperaturunda 300 saniyə müddətində tavllanmışdır. Pd₂Si təbəqələrinin homogen alınması məqsədilə lövhələr kameranın xaricində xüsusi sobalı ampulda 783K temperaturunda 30 dəqiqə N₂ və H₂qazlar mühitində tavllanmışdır. Qalıq palladiumun təmizlənməsi üçün Pd₂Si/Si strukturu çar arağında yuyulmuşdur.

Omik kontakt kimi istifadə edilən alyuminiyumun yüksək diffuziya əmsalına malik olmasını nəzərə alaraq, silisid və alüminium arasında yerləşdirilən Ti₁₀W₉₀ amorf xəlitə nazik təbəqəsi diffuzion baryer rolunu oynayır. Al-TiW-Pd₂Si/n-Si(111) Şottki diodlarının tutum-gərginlik (C-V) ölçmələri otaq temperaturunda (300K)HP 4192A LF impedans analizator köməyi ilə həyata keçirilmişdir[8].

Nəticə və müzakirə

Tədqiq olunan Şottki diodlarını səciyyələndirən volt-ampere (I-V) və volt-tutum (C-V) xarakteristikaları bir sıra parametrlərinin qiymətlərinə, temperaturdan və tezlikdən asılılığına görə cərəyan daşınmasında səth hallarının rolunu danılmaz edir.

Səth halları sıxlığının (N_{ss}) hesablanması üçün bir sıra metodlar məlumdur ki, bunların birisi I-V və C-V xarakteristikalarından alınan parametrlərin istifadə edilməsilə həyata keçirilir. Kard və Roderik tərəfindən alınmış ifadəyə görə

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{d} (n(V) - 1) - \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{W_d} \right] \quad (1)$$

Burada ϵ_1 və ϵ_2 yarımkeçirici və dielektrik aralığın dielektrik nüfuzluqları, d-dielektrik layın qalınlığı, n(V)-ideallıq əmsalındır[1,9].

Adətən I-V və C-V xarakteristikaların analizi edilərkən səth hallarının təsiri və kontaktın sıx olmaması nəzərə alınmır[6, 7].

Lakin xarakteristikaların dəqiq təhlili bu amillərin nəzərə alınmasını tələb edir. Təqdim olunan məqalədə kontaktda dielektrik aralıq, səth hallarının mövcudluğu və bu parametrlərin diod strukturunun xassələrinə təsiri tədqiq edilmişdir.

Ümumi modeldə tətbiq edilən gərginlik (V) dielektrik aralıq və fəza yükü oblastında paylanır [1,9].

$$V = V_1 + V_2 \quad (2)$$

Burada V_1 və V_2 müvafiq olaraq dielektrik aralıqda və fəza yükü oblastında gərginlik düşküsidür.

Belə halda Şottki diodu volt-ampere xarakteristikası

$$I = I_0 \left(e^{\frac{qV_2}{kT}} - e^{\frac{qV_1}{kT}} \right) \quad (3)$$

Ümumi tutum isə

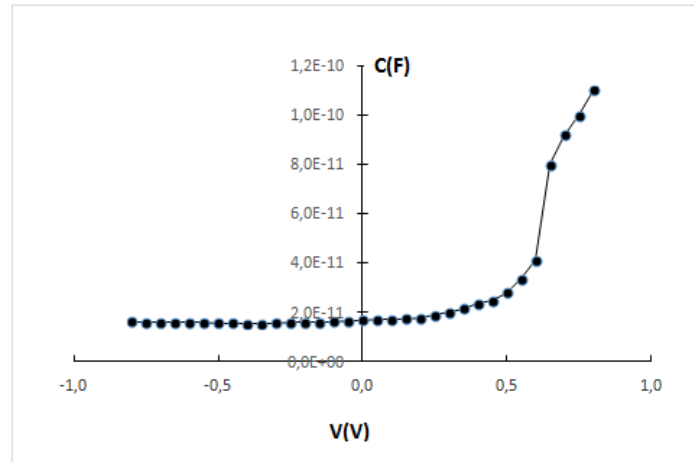
$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad (4)$$

ifadələrilə təsvir edilir. Burada C_1 və C_2 müvafiq olaraq dielektrik aralıq və fəzayükü oblastının tutumudur.

Kontakta V gərginliyi tətbiq edildikdə elektronun potensial enerjisi yarımkeçiricidə və dielektrik aralıqda metalın Fermi səviyyəsinə nəzərən dəyişir [1, 9].

Qeyd etmək lazımdır ki, dielektrik aralıqdakı gərginliktətbiq edildikdə səth hallarının yenidən yüklənməsi baş verir və bu V_1 -lə əlaqəli V_1^i potensialı kimi işarə olunur[1,9].

Tədqiqat nəticəsində otaq temperaturunda Al-TiW-Pd₂Si/n-Si(111)Şottki diodlarının C-V xarakteristikası ölçülmüşdür(şək.1).

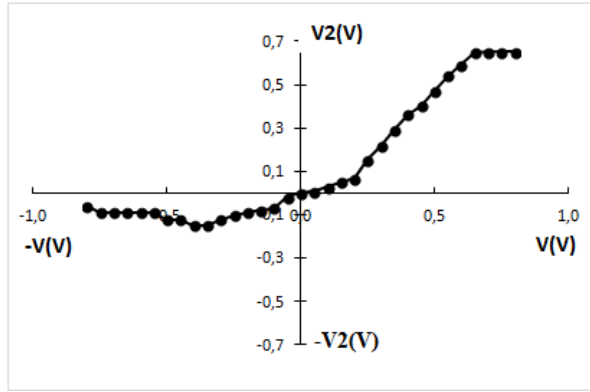


Şək.1. Al-TiW-Pd₂Si/n-Si(111)Şottki diodunun volt-farad xarakteristikası

Fəza yükü oblastında gərginlik düşküsi hesablanmışdır (şək.2):

$$V_2 = \frac{\Phi_0}{e} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C_1} \right)^{-2} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C} \right) \left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C} - \frac{2}{C_1} \right) \quad (5)$$

Burada Φ_0 - potensial baryerin hündürlüyü, C_1 - maksimal tutum, C_0 - gərginliyin $V=0$ qiymətindəki tutum, C - ölçülmüş tam tutum.

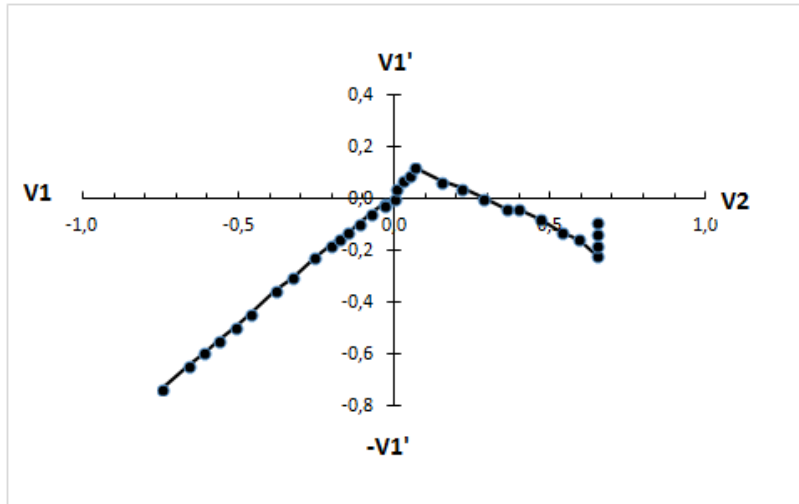


Şək.2. Al-TiW-Pd₂Si/n-Si(111)Şottki diodunda fəza yükü oblastında gərginlik (V_2) paylanmasının tətbiq olunmuş gərginlikdən asılılığı

Səth hallarının yenidən yüklənməsi potensialı (V_1^i) hesablanmışdır (şək.3).

$$\pm V_1^i = V - \frac{\phi_0}{e} \left(\frac{1}{c_0} - \frac{1}{c_1} \right)^{-2} \left[\left(\frac{1}{c_0} \right)^2 - \left(\frac{1}{c} \right)^2 \right] \quad (6)$$

Potensialbaryerinhündürlüyü ($\phi_0=0,635$ eV) otaqtemperaturunda ($T=300$ K) I-V və C-V xarakteristikalarındanhesablanmışdır.



Şək.3. Al-TiW-Pd₂Si/n-Si(111) Şottki diodu səth hallarının yenidən yüklənməsi potensialı (V_1^i) paylanmasının tətbiq olunmuş gərginlikdən asılılığı

Səth hallarının yenidən yüklənməsi potensialının (V_1^i) müsbət və mənfi qiymətləri kontaktada səth hallarının mövcudluğunu, yenidən yüklənməsini, metal və ya yarımkeçirici ilə elektron mübadilə etməsini bildirir.

Nəticə

Al-TiW-Pd₂Si/n-Si(111)Şottki diodlarında gərginliyin paylanması tədqiq edilmişdir. Volt-ampere və volt-farad xarakteristikalarından alınmış nəticələr əsasında gərginliyin fəza yükü oblastındakı qiymətlərinin (V_2) və səth hallarının yenidən yüklənməsi potensialının (V_1^i) gərginlikdən asılılığı hesablanmışdır. V_1^i -in müsbət və mənfi qiymətləri səth hallarının mövcudluğunu, yenidən yüklənməsini, metal və ya yarımkeçirici ilə elektron mübadilə etməsini bildirir.

ƏDƏBİYYAT:

1. Стриха В.И. Теоретические основы контакта металл-полупроводник. Киев: Наукова думка, 1974, 264 с.
2. Bardeen, J. Surface states and rectification at a metal-semiconductor contact //Phys. Rev., 1947, v.71, №10, pp. 717-727.
3. Бузанева Е.В. Микроструктуры интегральной электроники. М.: Радио и связь, 1990, 305 с.
4. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984, часть 1, с.130-450.
5. Lehovec K. Frequency dependence of the impedance of distributed surface states in mos structures // Applied Physics Letters, 1966, Vol. 8, p.48-50, DOI: 10.1063/1.1754476.
6. Akkılıç K., Türüt A., Çankaya G., Kılıçoğlu T. Correlation Between Barrier Heights and Ideality Factors of Cd/n-Si and Cd/p-Si Schottky Barrier Diodes. Solid State Commun., Turkey, 2003, v.125, №10, pp.551-556.
7. Akkal B., Benamara Z., Gruzza B. et al. Characterization of interface states at Au/InSb/InP (100) Schottky barrier diodes as a function of frequency // Vacuum, Turkey, 2000, v.57, pp.219-238.
8. Afandiyeva I.M. The temperature, frequency and voltage dependent characteristics of Al-TiW-PdSi/n-Si structure using $I-V$, $C-V$ and $G/\omega-V$ measurements // Azerbaijan Journal of Physics, Baku, 2010, v. XVI, №3-4, pp. 102-110.
9. Стриха В.И. Контактные явления в полупроводниках. Киев: Выща школа, 1982, 224 с.

INSTRUCTIONS FOR AUTHORS

1. "The Baku Engineering University Journal-Physics" accepts original unpublished articles and reviews in the research field of the author.
2. Articles are accepted in English.
3. File format should be compatible with **Microsoft Word** and must be sent to the electronic mail (journal@beu.edu.az) of the Journal. The submitted article should follow the following format:
 - Article title, author's name and surname
 - The name of workplace
 - Mail address
 - Abstract and key words
4. The title of the article should be in each of the three languages of the abstract and should be centred on the page and in bold capitals before each summary.
5. **The abstract** should be written in **9 point** type size, between **100** and **150** words. The abstract should be written in the language of the text and in two more languages given above. The abstracts of the article written in each of the three languages should correspond to one another. The keywords should be written in two more languages besides the language of the article and should be at least three words.
6. **UDC** and **PACS** index should be used in the article.
7. The article must consist of the followings:
 - Introduction
 - Research method and research
 - Discussion of research method and its results
 - In case the reference is in Russian it must be given in the Latin alphabet with the original language shown in brackets.
8. **Figures, pictures, graphics and tables** must be of publishing quality and inside the text. Figures, pictures and graphics should be captioned underneath, tables should be captioned above.
9. **References** should be given in square brackets in the text and listed according to the order inside the text at the end of the article. In order to cite the same reference twice or more, the appropriate pages should be given while keeping the numerical order. For example: [7, p.15].

Information about each of the given references should be full, clear and accurate. The bibliographic description of the reference should be cited according to its type (monograph, textbook, scientific research paper and etc.) While citing to scientific research articles, materials of symposiums, conferences and other popular scientific events, the name of the article, lecture or paper should be given.

Samples:

 - a) **Article:** Demukhamedova S.D., Aliyeva İ.N., Godjajev N.M.. *Spatial and electronic structure of monomerrik and dimeric conapeetes of carnosine üith zinc*, Journal of structural Chemistry, Vol.51, No.5, p.824-832, 2010
 - b) **Book:** Christie ohn Geankoplis. *Transport Processes and Separation Process Principles*. Fourth Edition, Prentice Hall, p.386-398, 2002
 - c) **Conference paper:** Sadychov F.S., Aydın C., Ahmedov A.İ.. Appligation of Information – Commu-nication Technologies in Science and education. II International Conference."Higher Twist Effects In Photon- Proton Collisions", *Baki, 01-03 Noyabr, 2007, ss 384-391*
References should be in 9-point type size.
10. The margins sizes of the page: - Top 2.8 cm. bottom 2.8 cm. left 2.5 cm, right 2.5 cm. The article main text should be written in Palatino Linotype 11 point type size single-spaced. Paragraph spacing should be 6 point.
11. The maximum number of pages for an article should not exceed 15 pages
12. The decision to publish a given article is made through the following procedures:
 - The article is sent to at least to experts.
 - The article is sent back to the author to make amendments upon the recommendations of referees.
 - After author makes amendments upon the recommendations of referees the article can be sent for the publication by the Editorial Board of the journal.

YAZI VƏ NƏŞR QAYDALARI

1. "Journal of Baku Engineering University" Fizika- əvvəllər nəşr olunmamış orijinal əsərləri və müəllifin tədqiqat sahəsi üzrə yazılmış icmal məqalələri qəbul edir.
 2. Məqalələr İngilis dilində qəbul edilir.
 3. Yazılar **Microsoft Word** yazı proqramında, (**journal@beu.edu.az**) ünvanına göndərməlidir. Göndərilən məqalələrdə aşağıdakılara nəzərə alınmalıdır:
 - Məqalənin başlığı, müəllifin adı, soyadı,
 - İş yeri,
 - Elektron ünvanı,
 - Xülasə və açar sözlər.
 4. **Məqalədə başlıq hər xülasədən əvvəl** ortada, qara və böyük hərflə xülasələrin yazıldığı hər üç dildə olmalıdır.
 5. **Xülasə** 100-150 söz aralığında olmaqla, 9 punto yazı tipi böyüklüyündə, məqalənin yazıldığı dildə və bundan əlavə yuxarıda göstərilən iki dildə olmalıdır. Məqalənin hər üç dildə yazılmış xülasəsi bir-birinin eyni olmalıdır. Açar sözlər uyğun xülasələrin sonunda onun yazıldığı dildə verilməklə ən azı üç sözdən ibarət olmalıdır.
 6. Məqalədə UOT və PACS kodları göstərməlidir.
 7. Məqalə aşağıdakılardan ibarət olmalıdır:
 - Giriş,
 - Tədqiqat metodu
 - Tədqiqat işinin müzakirəsi və onun nəticələri,
 - İstinad ədəbiyyatı rus dilində olduğu halda orijinal dili mötəzə içərisində göstərməklə yalnız Latın əlifbası ilə verilməlidir.
 8. **Şəkil, rəsm, grafik** və **cədvəllər** çapda düzgün, aydın çıxacaq vəziyyətdə və mətn içərisində olmalıdır. Şəkil, rəsm və grafiklərin yazıları onların altında yazılmalıdır. Cədvəllərdə başlıq cədvəlün üstündə yazılmalıdır.
 9. **Mənbələr** mətn içərisində kvadrat mötərizə daxilində göstərməklə məqalənin sonunda mətn daxilindəki sıra ilə düzəlməlidir. Eyni mənbəyə iki və daha çox istinad edildikdə əvvəlki sıra sayı saxlanmaqla müvafiq səhifələr göstərməlidir. Məsələn: [7,səh.15].

Ədəbiyyat siyahısında verilən hər bir istinad haqqında məlumat tam və dəqiq olmalıdır. İstinad olunan mənbənin biblioqrafik təsviri onun növündən (monoqrafiya, dərslik, elmi məqalə və s.) asılı olaraq verilməlidir. Elmi məqalələrə, simpozium, konfrans, və digər nüfuzlu elmi tədbirlərin materiallarına və ya tezislərinə istinad edərkən məqalənin, məruzənin və ya tezisnin adı göstərməlidir.
- Nümunələr:**
- a) **Məqalə:** Demukhamedova S.D., Aliyeva İ.N., Godjayev N.M.. *Spatial and electronic structure of monomeric and dimeric complexes of carnosine with zinc*, Journal of structural Chemistry, Vol.51, No.5, p.824-832, 2010
 - b) **Kitab:** Christie ohn Geankoplis. *Transport Processes and Separation Process Principles*. Fourth Edition, Prentice Hall, 2002
 - c) **Konfrans:** Sadychov F.S., Aydın C., Ahmedov A.İ.. Appligation of Information-Communication Technologies in Science and education. II International Conference. "Higher Twist Effects In Photon- Proton Collisions", Baki, 01-03 Noyabr, 2007, ss 384-391
- Mənbələr 9 punto yazı tipi böyüklüyündə olmalıdır.
10. **Səhifə ölçüləri:** üstədən 2.8 sm, altdan 2.8 sm, soldan 2.5 sm və sağdan 2.5 sm olmalıdır. Mətn 11 punto yazı tipi böyüklüyündə, **Palatino Linotype** yazı tipi ilə və tək simvol aralığında yazılmalıdır. Paraqraflar arasında 6 punto yazı tipi aralığında məsafə olmalıdır.
 11. Orijinal tədqiqat əsərlərinin tam mətni bir qayda olaraq 15 səhifədən artıq olmamalıdır.
 12. Məqalənin nəşrə təqdimi aşağıdakı qaydada aparılır:
 - Hər məqalə ən azı iki ekspertə göndərilir.
 - Ekspertlərin tövsiyələrini nəzərə almaq üçün məqalə müəllifə göndərilir.
 - Məqalə, ekspertlərin tənqidi qeydləri müəllif tərəfindən nəzərə alındıqdan sonra Jurnalın Redaksiya Heyəti tərəfindən çapa təqdim oluna bilər.

YAZIM KURALLARI

1. "Journal of Baku Engineering University-Physics" önceler yayımlanmamış orijinal çalışmaları ve yazarın kendi araştırma alanında yazılmış derleme makaleleri kabul etmektedir.
2. Makaleler İngilizce kabul edilir.
3. Makaleler Microsoft Word yazı programında, (**journal@beu.edu.az**) adresine gönderilmelidir. Gönderilen makalelerde şunlar dikkate alınmalıdır:
 - Makalenin başlığı, yazarın adı, soyadı,
 - İş yeri,
 - E-posta adresi,
 - Özet ve anahtar kelimeler.
4. **Özet** 100-150 kelime arasında olup 9 font büyüklüğünde, makalenin yazıldığı dilde ve yukarıda belirtilen iki dilde olmalıdır. Makalenin her üç dilde yazılmış özeti birbirinin aynı olmalıdır. Anahtar kelimeler uygun özeti sonunda onun yazıldığı dilde verilmekle en az üç sözcükten oluşmalıdır.
5. Makalede UOT ve PACS tipli kodlar gösterilmelidir.
6. Makale şunlardan oluşmalıdır:
 - Giriş,
 - Araştırma yöntemi
 - Araştırma
 - Tartışma ve sonuçlar,
 - İstinat Edebiyatı Rusça olduğu halde orijinal dili parantez içerisinde göstermekle yalnız Latin alfabesi ile verilmelidir.
7. **Şekil, Resim, Grafik ve Tablolar** baskıda düzgün çıkacak nitelikte ve metin içerisinde olmalıdır. Şekil, Resim ve grafiklerin yazıları onların alt kısmında yer almalıdır. Tablolarda ise başlık, tablonun üst kısmında bulunmalıdır.
8. **Kullanılan kaynaklar**, metin dâhilinde köşeli parantez içerisinde numaralandırılmalı, aynı sırayla metin sonunda gösterilmelidir. Aynı kaynaklara tekrar başvurulduğunda sıra muhafaza edilmelidir. Örneğin: [7,sch.15]. Referans verilen her bir kaynağın künyesi tam ve kesin olmalıdır. Referans gösterilen kaynağın türü de eserin türüne (monografi, derslik, ilmi makale vs.) uygun olarak verilmelidir. İlmî makalelere, sempozyum, ve konferanslara müracaat ederken makalenin, bildirinin veya bildiri özetlerinin adı da gösterilmelidir.

Örnekler:

- a) **Makale:** Demukhamedova S.D., Aliyeva İ.N., Godjajev N.M.. *Spatial and Electronic Structure of Monomeric and Dimeric Conapeetes of Carnosine Üith Zinc*, Journal of Structural Chemistry, Vol.51, No.5, p.824-832, 2010
- b) **Kıtap:** Christie ohn Geankoplis. *Transport Processes and Separation Process Principles*. Fourth Edition, Prentice Hall, p.386-398, 2002
- c) **Kongre:** Sadychov F.S., Aydın C., Ahmedov A.İ. Appligation of Information-Communication Technologies in Science and education. II International Conference. "Higher Twist Effects In Photon- Proton Collisions", Baki, 01-03 Noyabr, 2007, ss 384-391

Kaynakların büyüklüğü 9 punto olmalıdır.

9. **Sayfa ölçüleri**; üst: 2.8 cm, alt: 2.8 cm, sol: 2.5 cm, sağ: 2.5 cm şeklinde olmalıdır. Metin 11 punto büyüklükte **Palatino Linotype** fontu ile ve tek aralıkta yazılmalıdır. Paragraflar arasında 6 puntoluk yazı mesafesinde olmalıdır.
10. Orijinal araştırma eserlerinin tam metni 15 sayfadan fazla olmamalıdır.
11. Makaleler dergi editör kurulunun kararı ile yayımlanır. Editörler makaleyi düzeltme için yazara geri gönderilebilir.
12. Makalenin yayına sunuşu aşağıdaki şekilde yapılır:
 - Her makale en az iki uzmana gönderilir.
 - Uzmanların tavsiyelerini dikkate almak için makale yazara gönderilir.
 - Makale, uzmanların eleştirel notları yazar tarafından dikkate alındıktan sonra Derginin Yayın Kurulu tarafından yayına sunulabilir.
13. Azerbaycan dışından gönderilen ve yayımlanacak olan makaleler için,(derginin kendilerine gönderilmesi zamani posta karşılığı) 30 ABD Doları veya karşılığı TL, T.C. Ziraat Bankası/Üsküdar-İstanbul 0403 0050 5917 No'lu hesaba yatırılmalı ve makbuzu üniversitemize fakslenmelidir.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. «Journal of Baku Engineering University» - Физика публикует оригинальные, научные статьи из области исследования автора и ранее не опубликованные.
2. Статьи принимаются на английском языке.
3. Рукописи должны быть набраны согласно программы **Microsoft Word** и отправлены на электронный адрес (journal@beu.edu.az). Отправляемые статьи должны учитывать следующие правила:
 - Название статьи, имя и фамилия авторов
 - Место работы
 - Электронный адрес
 - Аннотация и ключевые слова
4. **Заглавие статьи** пишется для каждой аннотации заглавными буквами, жирными буквами и располагается по центру. Заглавие и аннотации должны быть представлены на трех языках.
5. **Аннотация**, написанная на языке представленной статьи, должна содержать 100-150 слов, набранных шрифтом 9 punto. Кроме того, представляются аннотации на двух других выше указанных языках, перевод которых соответствует содержанию оригинала. Ключевые слова должны быть представлены после каждой аннотации на его языке и содержать не менее 3-х слов.
6. В статье должны быть указаны коды UOT и PACS.
7. Представленные статьи должны содержать:
 - Введение
 - Метод исследования
 - Обсуждение результатов исследования и выводов.
 - Если ссылаются на работу на русском языке, тогда оригинальный язык указывается в скобках, а ссылка дается только на латинском алфавите.
8. **Рисунки, картинки, графики и таблицы** должны быть четко выполнены и размещены внутри статьи. Подписи к рисункам размещаются под рисунком, картинкой или графиком. Название таблицы пишется над таблицей.
9. **Ссылки** на источники даются в тексте цифрой в квадратных скобках и располагаются в конце статьи в порядке цитирования в тексте. Если на один и тот же источник ссылаются два и более раз, необходимо указать соответствующую страницу, сохраняя порядковый номер цитирования. Например: [7, стр.15]. Библиографическое описание ссылаемой литературы должно быть проведено с учетом типа источника (монография, учебник, научная статья и др.). При ссылке на научную статью, материалы симпозиума, конференции или других значимых научных мероприятий должны быть указаны название статьи, доклада или тезиса.

Например:

- a) **Статья:** Demukhamedova S.D., Aliyeva I.N., Godjajev N.M. *Spatial and electronic structure of monomeric and dimeric complexes of carnosine with zinc*, Journal of Structural Chemistry, Vol.51, No.5, p.824-832, 2010
- b) **Книга:** Christie on Geankoplis. *Transport Processes and Separation Process Principles*. Fourth Edition, Prentice Hall, 2002
- c) **Конференция:** Sadychov F.S, Fydin C, Ahmedov A.I. Application of Information-Communication Nechnologies in Science and education. II International Conference. "Higher Twist Effects In Photon-Proton Collision", Baki,01-03 Noyabr, 2007, ss.384-391

Список цитированной литературы набирается шрифтом 9 punto.

10. **Размеры страницы:** сверху 2.8 см, снизу 2.8 см, слева 2.5 и справа 2.5. Текст печатается шрифтом **Palatino Linotype**, размер шрифта 11 punto, интервал-одинарный. Параграфы должны быть разделены расстоянием, соответствующим интервалу 6 punto.
11. Полный объем оригинальной статьи, как правило, не должен превышать 15 страниц.
12. Представление статьи к печати производится в ниже указанном порядке:
 - Каждая статья посылается не менее двум экспертам.
 - Статья посылается автору для учета замечаний экспертов.
 - Статья, после того, как автор учел замечания экспертов, редакционной коллегией журнала может быть рекомендована к печати.