

ISSN 2521-6368

Volume 3
Number 2
2019

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

Baba Gassumov

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)

Izzet Efendiyeva (Azerbaijan, Baku State University)

Larisa Ismayilova (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)

Kerim Allahverdiyev (Azerbaijan, National Aviation Academy Of Azerbaijan)

Mahammadali Ramazanov (Azerbaijan, Baku State University)

Namiq Ahmedov (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)

Nagif Nabiyeov (Azerbaijan, Baku State University)

Sajida Abdulvahabova (Azerbaijan, Baku State University)

Shaig Nebiyev (USA, NASA)

Razim Bayramov (Azerbaijan, Baku Engineering University)

International Advisory board

Ahmed Abdinov (Azerbaijan, Baku State University)

Aydin Kazimzade (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 Universit)

Faig Mikailzade (Turkey, Gebze Technical University, Kocaeli)

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 Eyoazov (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, Moskow State University)

M.IqbalChoudhary (University of Karachi, Pakistan)

Natiq M. Atakishiyev (Universidad National Antonoma 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.Allakhverdiev (Russian, Akademy Science, Moscow)

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)

Tatyana Birshteyn (Russia, 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, Moskow State University)

Veli Gusseyinov (National Academy of Science, Baku, Azerbaijan)

Vladimir Gorbarchuk (Poland, Lyubel Polytechnic University)

Yusuf Sahin (Turkey, Ataturk University)

Yusif Nurullayev (Azerbaijan, Institute of Physical Problems)

Executive Editors

Shafag Alizade

Assistant Editors

Ulker Agayeva

Lala Hajiyeova

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

2019. Volume 3, Number 2

CONTENTS

COMPARATIVE ANALYSIS OF CONFORMATIONAL PROPERTIES OF AMYLOID BETA-PEPTIDE (31-35) AND ITS ANALOG AB (31-35) MET-NLE	
<i>G.Z. Najafova, G.A. Agaeva, N.M. Godjaev</i>	93
OPTICAL IMAGING OF SINGLE 150 NM GOLD NANOSPHERE IN FOURIER PLANE	
<i>Hatam Mahmudlu, Martin Dressel, Bruno Gompf, Bernhard Keimer</i>	100
INFLUENCE OF BIOLOGICAL FILLER AND METAL NANOPARTICLES ON THE CHARACTER OF CHANGE OF SPECIFIC VOLUME RESISTANCE OF HIGH PRESSURE POLYETHYLENE	
<i>Alieva SH.V.</i>	107
KINETICS OF POLYMORPHIC TRANSFORMATION IN $K_{0.945}Ag_{0.055}NO_3$ MONOCRYSTALLINE	
<i>R.B. Bairamov, V.I. Nasirov, E.V. Nasirov</i>	113
ELECTRIC QUADRUPOLE TRANSITIONS IN BINEUTRON TRANSFERS	
<i>I. G. Afandiyeva, R.A. Ahmedov</i>	117
THE INFLUENCE OF SOME MONOHYDRIC ALCOHOLS TO AQUEOUS BIPHASIC SYSTEM POLYVINYLPIRROLIDONE-DEXTRAN-WATER	
<i>Masimov E., A., Hasanova X.T., Bagirova S.R.</i>	121
TWO- AND THREE-BODY DECAYS OF HIGGS-BOSONS IN MSSM	
<i>S.K. Abdullayev, M.Sh. Gojayev, E.Sh. Omarova</i>	124
INFLUENCE OF SEMICONDUCTOR FILLER AND METAL NANOPARTICLES ON ELECTRICAL PROPERTIES OF PVDF	
<i>Mirzayeva Aida Nadir kizi</i>	142
EFFECT OF $KOH + C_3H_8O$ TEXTURING ON THE ELECTRICAL PROPERTIES OF p-Si/TEXTURED-Si/Zn$S_{1-x}Se_x$ HETEROJUNCTIONS	
<i>E.A. Khanmammadova</i>	146
ПОЛУЧЕНИЕ МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ НА ОСНОВЕ АЭРОЗОЛЯ И ИХ СЭМ АНАЛИЗЫ	
<i>Р.Ф. Гасанов</i>	150
STUDY OF SCATTERING RELATIVISTIC ELECTRONS IN ATOMS	
<i>Mirteymur M.M., Aliyeva, M.H., Tagiyeva S.A., Saricanova V.K.</i>	156
π MESON-Λ BARYON COUPLING CONSTANT IN THE HARD-WALL AdS/QCD MODEL	
<i>Sh.A. Mamedov, Sh.I. Taghiyeva</i>	160
РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ДЕКСТРАНА	
<i>Масимов Э.А., Оджагвердиева С.Я., Джафарова Ф.А., Шахвердиев Я.Х.</i>	166
LONGITUDINAL ENERGY LOSS OF CHARGED PARTICLES IN THE MEDIUM	
<i>A.M. Bakirova</i>	171
LINEAR POLARIZED BRAKING RADIATION IN CRYSTALS	
<i>A.M. Bakirova</i>	178

UOT 539.193-.194; 539.196.3PACS: 11.15.-p

COMPARATIVE ANALYSIS OF CONFORMATIONAL PROPERTIES OF AMYLOID BETA-PEPTIDE (31-35) AND ITS ANALOG AB (31–35) MET→NLE

G.Z. NAJAFOVA* ³, G.A. AGAEVA¹, N.M. GODJAEV^{1,2}

Baku State University¹,

Z.Khalilov str., 23, Baku, AZERBAIJAN

Baku Engineering University²,

Baku -Sumqait Road,16 km, AZERBAIJAN

French-Azerbaijani University – (UFAZ) under

Azerbaijan State Oil and Industry University³,

183 Nizami St, Baku, AZERBAIJAN

gulyaz.najafova@ufaz.az, gulshen@mail.ru

ABSTRACT

The comparative analysis of conformational properties of amyloid β -peptide (31-35) and its analog with Met→Nle substitution is carried out by molecular mechanics simulation. The energy and geometrical parameters of stable conformations for each molecule are calculated. The obtained results of both molecules were compared. It is revealed that these molecules can exist in similar stable conformational states. It is shown that substitution of Met amino acid by Nle do not change the conformational behavior of Amyloid β -peptide (31-35) molecule. The comparison of conformational analysis of both pentapeptides helped reveal that loss activity of A β (25–35) Met→Nle analog with replacement in 35 position cannot be explained by conformational factor, it must be due to the absence of an important chemical group located on Met35.

Keywords: Amyloid β -peptide (31-35), Alzheimer's disease, pentapeptide, analog, conformation, molecular mechanics method.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КОНФОРМАЦИОННЫХ СВОЙСТВ АМИЛОИДНОГО БЕТА-ПЕПТИДА (31-35) И ЕГО АНАЛОГА АВ (31–35) MET→NLE

РЕЗЮМЕ

Методом молекулярной механики были исследованы пространственное строение и конформационные особенности АПФ ингибирующего амилоидного бета-пептида -IIGLM (Ile-Ile-Gly-Leu-Met-NH₂), и его аналога (Ile-Ile-Gly-Leu-Nle-NH₂) с замещением Met→Nle. Конформационный анализ выявил ограниченный набор похожих стабильных конформационных состояний обеих молекул в определенном интервале относительной энергии. В результате исследования было показано, что замещение остатка Met на Nle не изменяет конформационное поведение нативного пентапептида. На основе полученных параметров было предположено, что низкая биологическая активность аналога обусловлена не конформационным различием, а наличием функциональной группы в боковой цепи замещаемого метионина.

Ключевые слова: амилоидный бета-пептид (31-35), болезнь Альцгеймера, пентапептид, аналог, конформация, метод молекулярной механики.

AMİLOİD BETA-PEPTİD (31-35) MOLEKULUNUN VƏ ONUN AB(31–35)MET→NLE ANALOQUNUN KONFORMASIYA XÜSUSİYYƏTLƏRİNİN MÜQAYİSƏLİ ANALİZİ.

XÜLASƏ

Molekulyar mexanika üsulu vasitəsilə amiloid beta- peptidinin IIGLM (Ile-Ile-Gly-Leu-Met-NH₂) və onun Met→Nle əvəz olunmuş pentapeptid analoqunun fəza və konformasiya xüsusiyyətləri tədqiq olunmuşdur. Hesablamalar nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, nisbi enerji intervalında hər iki molekul oxşar stabil konformasiya vəziyyətlərinə malikdir. Alınan nəticələr göstərdi ki, molekulun daxilində aparılmış Met qalığının Nle –ilə əvəz olunması təbii molekulun konformasiya xüsusiyyətlərini dəyişmir. Öldə olunan parametrlərə əsasən, belə fikrə

gəlmək olar ki, pentapeptid analoqunun zəif bioloji təsiri onun konformsiya imkanlarından asılı deyil, yalnız əvəz olunmuş Met qalğının yan zəncirin funksional qrupu ilə bağlıdır.

Açar sözlər: amiloid beta-peptid (31-35) Alsheymer xəstəliyi, pentapeptid, analoq, konformasiya, molekulyar mexanika üsulu.

Introduction

Alzheimer disease (AD) is an age-related progressive neurodegenerative disorder. Alzheimer's disease is a condition accompanied by degenerative processes in nerve cells leading to increasing impairments to cognitive functions such as language, behavioral activities and memory. AD is associated with accumulation of excess amounts of amyloid- β ($A\beta$) protein in the form of extracellular senile plaques, with disruption of neuronal interactions and nerve cell death [1]. Among the $A\beta$ fragments studied so far, the $A\beta$ (25–35) peptide i.e. GSNKGA IIGLM, represents the shortest fragment of $A\beta$, processed in vivo by brain proteases [2]. On the other hand, it is known that $A\beta$ derived pentapeptide, i.e. IIGLM, although not exhibiting aggregation phenomena, is able to determine a large number of toxic effects, including the activation of apoptotic pathways in cultured cortical neurons. The toxic effects of $A\beta$ (31–35) and $A\beta$ (25–35) peptides, where the C-terminal methionine was substituted by norleucine were evaluated on PC12 cells (a cellular line of rat pheochromocytoma). It is shown that substitution of Met by structurally similar norleucine, abrogates the toxic action of native molecule. At this regard, it has been suggested that the interaction of isoleucine (residue 31 and 32) with the-S atom of Met-35, may be the critical factor in $A\beta$ peptide-induced toxicity [3,4]. So, it is shown that both $A\beta$ (31–35) and $A\beta$ (25–35) peptides induce apoptotic effects on isolated brain mitochondria and the redox state of methionine-35, mainly observable in the $A\beta$ (31–35) peptide, play a key role in the induction of programmed cellular death pathways and toxic events [2]. It appears evident that after 48 hours of incubation, $A\beta$ (31–35) and $A\beta$ (25–35) peptides bring about a larger toxic effect on viability of PC12 cells than that shown by $A\beta$ (31–35) Met→Nle and $A\beta$ (25–35) Met→Nle treatment, which do not induce a significant cellular death with respect to the control. Therefore, it is interesting to clarify the role played by methionine-35 in the mechanism of $A\beta$ induced cellular toxicity. Thus, it is likely that the presence of isoleucine 31 at the –NH₂ terminal and the short length of the $A\beta$ (31–35) peptide might explain the different effects induced by $A\beta$ (25–35) with respect to that observed with $A\beta$ (31–35) peptide.

The three-dimensional structure of $A\beta$ (31-35) pentapeptide in polar condition is not yet conclusively known. It is, however, crucial to determine the monomeric conformations of this peptide as it can play an important role in determining the nature of early aggregates and the resulting morphology of the amyloid fibril [3], since different monomer conformations can lead to different intermediate species and eventually to fibrils having different shapes [3-5]. For understanding of how pentapeptide monomer interact with other molecules is required the knowledge of the conformational specificity and dynamics of this molecule allowing a rational design of compounds acting selectively at the aggregation processes. At other hand methionine located at residue 35 of $A\beta$ (1–42) is an important contributor to the oxidative stress associated with this neurotoxic peptide. Understanding the role of the single methionine residue of $A\beta$ (1–42) may help in understanding underlying disease mechanisms in AD and mild cognitive impairment (MCI). The major aim of the present article is the investigation of

three-dimensional structure and conformational flexibility for amyloid β -peptide (31-35) and its analog with Met→Nle substitution, with the purpose of getting insight into basic structural requirement that determine ligand-liqand interaction. At the present article have been investigated the conformational properties of two pentapeptides by molecular mechanic method, which allow to determine a whole sets of energetically preferred conformers of peptide molecule.

Method

The conformational properties of two pentapeptides were carried out using molecular mechanics method as described in Refs. [6,7]. Calculations were carried out using universal programs complex [8]. This program calculates the conformational energy of a peptide molecules as a sum of nonbonded, hydrogen-bonded and electrostatic energies for pairwise atomic interactions and torsional potential energies for rotation about bonds. Bond lengths and bond angles are fixed at standard values, and only dihedral angles are allowed to vary. For a stable conformation, the φ , ψ , ω , χ dihedral angles of backbone chain are located in low energy regions: R (φ , $\psi = -180^\circ-0^\circ$), B ($\varphi = -180^\circ-0^\circ$, $\psi = 0^\circ-180^\circ$), L (φ , $\psi = 0^\circ-180^\circ$) and P ($\varphi = 0^\circ-180^\circ$, $\psi = -180^\circ-0^\circ$). The conformational state of each amino acid residue is conveniently described by backbone φ , ψ , ω and side chain χ_n dihedral angles. All backbone forms of a dipeptide can be classified into two types, referred to as shapes: folded (*f*) and extend (*e*). For a pentapeptide, all possible backbone forms may be specified by 16 shapes. The number of forms in each shape depends on possible combinations of R, B, and L forms occur with alanine-type residues. The dihedral angle values corresponding to the lowest energy states of monoepptides were used as starting conformations. The conventions used for torsion angles are those of IUPAC-IUB Commission [9].

Results and Discussion

The conformational properties of the A β (31-35) pentapeptide with amino acid sequence Ile-Ile-Gly-Leu-Met-NH₂ have been investigated basing on the low-energy conformations of constitutive monoepptides. The starting conformations of this pentapeptide were obtained by combining the low-energy structures of all of residues. The residues of the pentapeptide have different side chain positions in the starting conformations. It should be noted that two N-terminal residues of this pentapeptide are residues of isoleucine, which has large branched side chain and therefore its side chain is relatively flexible, but third residue glycine doesn't have side chain and its backbone is very flexible. Two C-terminal residues of pentapeptide, leucine and metionin have large hydrophobic side chains. Metionin prefers substitution with other hydrophobic amino acids. As a consequence, 16 backbone shapes possible for a pentapeptide and take into calculation. The values of χ_1 and χ_2 dihedral angles of the side chains were taken to be 60, 180, and -60° for all residues. The angles χ_3 and χ_4 of side chain of Ile, Leu and Met residues were taken to be equal to 180° . These starting variants exhibit 596 conformers for a pentapeptide Ile-Ile-Gly-Leu-Met-NH₂ belonging to 16 shapes. The energy minimization of the obtained set of the structural variations for this pentapeptide, revealed a remarkable energy differentiation among the optimal conformations. After energy minimization had been performed a rather limited number of conformations lay in selected energy interval. Table 1 demonstrate the number of optimal A β (31-35) pentapeptide conformations with values of the relative energy within in the 0-5 kcal/mole interval, obtained after their energy minimization.

The values of contributions of intra- and inter-residues interactions of the lowest energy conformations of the A β (31–35) are shown in Table 2. The effective interactions of the side chains of the residues and terminal groups was possible in the whole folded helical conformations with RRRRR backbone form. These contacts have the dispersion nature. The two Ile residues displays effective dispersion interactions in the low-energy conformations of the pentapeptide. Calculations showed that in global conformation of the A β (31–35) side chain of Ile³¹ is formed the effective interactions with Leu³⁴ side chain and C-terminal Met peptide group. Energies of dispersion interactions of the Ile³¹ with Leu³⁴ and Met³⁵ are equal -3,7 and -2,8 kcal/mol respectively. The interactions between the side chains is less effective in the other less folded forms of this pentapeptide. The energy contributions of these interactions are presented in Table 2. It is noted that in global conformation is formed a hydrogen bond between carbonyl oxygen atom of Ile³¹ and amine hydrogen atom of Met³⁵. The molecular model of the preferred conformation of pentapeptide A β (31–35) is represented in the Figure 1(a). This investigation demonstrated definite conformational possibilities of this native pentapeptide.

At the second stage of this investigation were studied the conformational properties of A β (25–35) Met \rightarrow Nle analog and compared with conformational preferences of native pentapeptide. The calculation results of this analog have shown that the Met \rightarrow Nle substitution of the residue in the position 35 is not influence on distortion of backbone of native pentapeptide, accompanied by the less changes of the dihedral angles. The distribution of values of relative energy of optimal backbone forms of the pentapeptide Ile-Ile-Gly-Leu-Nle-NH₂ in the 0-5 kcal/mole interval are presented in Table3. The values of energy contributions of intra- and inter-residues interactions of backbone and side chains of of the three more stable of pentapeptide analog Ile-Ile-Gly-Leu-Nle-NH₂ are given in Table 4. This calculation was essential for the estimation of the influence of Nle residue in 35 position on the spatial formation of the consequent segment of the native molecule. The stable α -helical conformation of pentapeptide analog form an identical hydrogen bond NH(Met³⁵)-CO(Ile³¹). The molecular model of the preferred conformation of pentapeptide analog A β (25–35) Met \rightarrow Nle is represented in the Figure 1(b). The results of conformational analyses of this analog showed that in whole the energy distribution of its conformations is similar to those of native peptide that confirm the absence of the influence of the Nle on the conformational states of the of native molecule. It was established that the replacement Met by Nle find no influence on the stability of the investigated conformations also. Thus have been showed that substitution of Met amino acid by structurally similar residueNle do not change the conformational behavior of amyloid β -peptide (31-35) molecule. The comparison of conformational analysis of both pentapeptide helped reveal that abrogation of toxic action of A β (25–35) Met \rightarrow Nle analog with replacement in 35 position cannot be explained by conformational factor, it must be due to the absence of an important chemical group located on the side chain of Met³⁵.

Table 1. The distribution of values of relative energy of optimal backbone forms of the pentapeptide Ile-Ile-Gly-Leu-Met-NH₂ in the 0-5 kcal/mole interval.

№	Backbone form	The relative energy interval (kcal/mole)					
		0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	>5
1.	BBBBB	-	-	-	-	2	79
2.	BBRBB	-	-	-	-	2	79
3.	BBRRR	-	-	-	-	3	78
4.	BBRBR	-	-	-	-	5	76

5.	BRBBB	-	-	-	2	8	71
6.	BRRBB	-	-	-	-	1	80
7.	BRBRR	-	-	-	2	2	77
8.	BRRRR	-	-	-	-	1	80
9.	RBBBB	-	-	-	1	2	78
10.	RBRRR	-	-	-	-	1	80
11.	RBBRR	-	-	-	2	2	77
12.	RBBBBR	-	-	-	1	2	78
13.	RRBBB	-	-	-	-	2	79
14.	RRRBB	-	-	-	2	2	77
15.	RRBRR	-	-	-	2	1	77
16.	RRRRR	7	2	2	-	1	71

Table 2. The energy contributions of intra- and interresidues interactions of the stable conformations of the Ile-Ile-Gly-Leu-MetNH₂ pentapeptide. 1- R₂₂R₃₂RR₂₂R₃₂; 2- B₂₂R₃₂BB₃₂B₂₂; 3- B₂₂R₃₂BB₃₂B₂₂

	Ile ¹	Ile ²	Gly ³	Leu ⁴	Met ⁵	
1	0.8	-2.8	-2.0	-3.7	-2.8	
2	-0.3	-2.7	-2.2	-2.8	-0.1	Ile ¹
3	-0.2	-2.5	-1.3	-3.0	0.0	
		1.6	0.7	-1.1	-2.5	
		0.3	-0.8	-1.3	0.0	Ile ²
		0.3	-0.7	-1.7	-0.1	
			1.2	0.7	-0.7	
			1.2	-0.5	-0.9	Gly ³
			1.2	-1.2	-0.5	
				-1.0	-3.7	
				-0.7	-2.2	Leu ⁴
				-0.7	-1.6	
					-2.1	
					-2.5	
					-2.4	Met ⁵

Table 3. The distribution of values of relative energy of optimal backbone forms of the pentapeptide Ile-Ile-Gly-Leu-Nle-NH₂ in the 0-5 kcal/mole interval.

№	Backbone form	The relative energy interval (kcal/mole)					
		0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	>5
1.	BBBBB	-	-	-	-	2	79
2.	BBRBB	-	-	-	-	2	79
3.	BBRRR	-	-	-	-	1	80
4.	BBRBR	-	-	-	-	5	67
5.	BRBBB	-	-	-	-	3	78
6.	BRRBB	-	-	-	-	1	80
7.	BRBRR	-	-	1	-	2	78
8.	BRRRR	-	-	-	1	-	80
9.	RBBBB	-	-	-	2	3	76
10.	RBRRR	-	-	-	-	2	79
11.	RBBRR	-	-	1	2	2	76
12.	RBBBBR	-	-	-	2	2	77
13.	RRBBB	-	-	-	-	2	79
14.	RRRBB	-	-	-	-	1	80
15.	RRBRR	-	-	1	1	2	77
16.	RRRRR	1	-	2	2	1	79

Table 4. The energy of intra- and interresidues interactions of the stable conformations of the Ile-Ile-Gly-Leu-Nle-NH₂ pentapeptide. 1- R₂₂R₃₂RR₂₂R₃₂; 2- R₃₂R₃₂BR₃₂R₃₂; 3- R₃₂B₂₂BR₃₂R₃₂

	Ile ¹	Ile ²	Gly ³	Leu ⁴	Nle ⁵	
1	1.4	-2.5	-2.2	-4.0	-2.4	
2	0.0	-3.1	-0.9	-2.3	0.0	Ile ¹
3	0.0	-3.3	-0.2	0.0	0.1	
		1.5	0.3	-1.1	-2.5	
		0.4	-0.7	-1.9	-0.1	Ile ²
		0.6	-1.0	-4.6	-0.1	
			1.2	-0.7	-0.8	
			1.2	-1.3	-0.5	Gly ³
			1.2	-1.3	-0.5	
				-1.0	-4.0	
				-0.7	-1.8	Leu ⁴
				-0.6	-1.7	
					-2.5	
					-2.7	Nle ⁵
					-2.7	

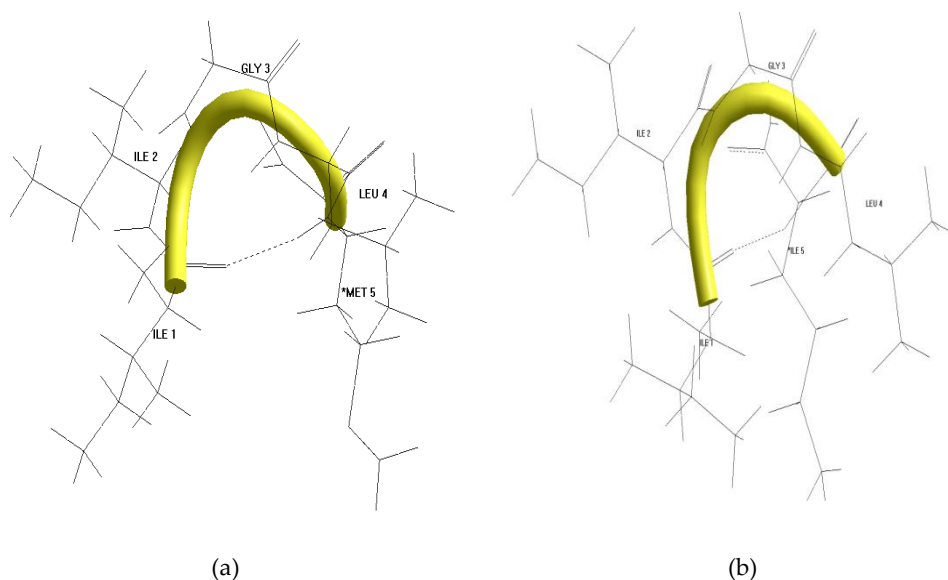


Figure 1. The molecular models of lowest conformations of Ile-Ile-Gly-Leu-MetNH₂ A β (31-35) pentapeptide (a) and its structural analog A β (25-35) Met \rightarrow Nle (b). Secondary structure – α -helix turn shown in yellow thick line. Hydrogen bond is shown dashed line.

Conclusion

Our calculations of the conformational properties of biologically active A β (31-35) and its analog A β (25-35) Met \rightarrow Nle demonstrated the energetically preferable formation of α -helix turn the element of secondary structure at the both pentapeptides, perhaps, is necessary for binding to other molecule. It is shown that substitution of Met amino acid by Nle do not change the conformational behavior of Amyloid β -peptide (31-35) molecule. The comparison of conformational analysis of both pentapeptide helped reveal that abrogation of toxic action of A β (25-35) Met \rightarrow Nle analog with replacement in 35 position cannot be explained by conformational factor, it must be due to the absence of an important chemical group located on the side chain of Met35.

REFERENCES

1. Yamin G., Ono K. Inayathullah M. Teplow D.B. *Amyloid betaprotein assembly as a therapeutic target of Alzheimer's disease*. *Curr. Pharm. Des.*, 2008, vol.14(30), p.3231-3246
2. Clementi M.E., Marini S., Coletta M., Orsini F., Giardina B., Misiti F., *Ab(31-35) and Ab(25-35) fragments of amyloid beta-protein induce cellular death through apoptotic signals: Role of the redox state of methionine-35*. *FEBS Letters*, 2005, vol.579, p.2913-2918.
3. Pike, C.J., Burdick, D., Walencewicz, A.J., Glabe, C.G., Cotman, C.W. *Neurodegeneration induced by b-amyloid peptides in vitro: the role of peptide assembly state*. *J. Neurosci.* 1993, vol.13, p.1676-1687.
4. Kanski, J., Aksenova, M., Schoneich, C. and Butterfield, D.A. *Substitution of isoleucine-31 by helical-breaking proline abolishes oxidative stress and neurotoxic properties of Alzheimers amyloid beta-peptide*. *Free Radic. Biol. Med.*, 2002, vol.32, p. 1205-1211.
5. Millucci L., Ghezzi L., Bernardini G., Santucci A., *Conformations and Biological Activities of Amyloid Beta Peptide 25-35*, *Current Protein and Peptide Science*, 2010, Vol. 11, No. 1, p.54-67.
6. Popov E.M., *Quantative approach to conformations*, *Int. J. Quantum Chem.* 1979, vol.16, p.707-737.
7. Agaeva G.A., Agaeva U.T., N.M Godjaev N.M. *The spatial organization of human hemokinin-1 and mouse/rat hemokinin-1 molecules*, *Biophysics (Russian)*, 2015, vol.60, p.365-377.
8. Maksumov I.S., Ismailova L.I., Godjaev N.M. *The program for semiempirical calculation of conformations of the molecular complexes*. *J.Struct.Khim.(Russian)*, 1983, vol.24, p.147-148.
9. IUPAC-IUB Quantity. *Units and Symbols in Physical Chemistry*, 1988, vol. 39, Blackwell Scientific Publications, Oxford.

UOT: 532

PASC: 77.22.Ej,64.75Bc,31.70.Dk,61.70Og

OPTICAL IMAGING OF SINGLE 150 NM GOLD NANOSPHERE IN FOURIER PLANE

HATAM MAHMUDLU¹, MARTIN DRESSEL¹, BRUNO GOMPFF¹, BERNHARD KEIMER²

¹1. Physics Institute, University of Stuttgart, 70550 Stuttgart, Germany

²Max Planck Institute for Solid State Research, 70569 Stuttgart, Germany

hatam.mahmudlu@gmail.com

ABSTRACT

Optical microscopy has emerged as an irreplaceable tool for the objects those are impossible to be seen in terms of their sizes by human eye in order to identify, analyze, measure and etc.[1]. Regardless of any kind of technique, all optical microscopes involve at least one microscope objective lens for the imaging process. Therefore, by means of microscope objective lens it is achieved to get information regarding the directional emission or scattering from the object, besides the information about the size, shape and position. It is accomplished with the technique referred as Back Focal Plane (BFP) imaging [2] or, in other words, analyzing radiation patterns [3, 4] by investigating the Fourier plane of the imaging lens. Furthermore, this research paper is devoted to study the properties of optical radiation pattern and imaging of single 150 nm gold nanosphere in far-field. For this purpose, measurement activities are performed under dark-field microscopy.

Key words: back focal plane imaging, optical microscopy, gold nanosphere.

Introduction

While a point dipole shows the emission characteristics only defined by the inherent emitter properties considering free space Hertzian model, the situation changes when it is accommodated on microscope cover glass, generally speaking a dielectric interface, and is located in the focus of a high numerical aperture (NA) objective lens which results in the alteration of the power dissipation emitted into the certain angular regions. Figure 1 illustrates the schematics of this geometry and all significant parameters are used in theoretical calculations [5]. Then, Φ and Θ represent the orientation angles for the dipole \vec{p} , and θ_s indicates the incident angle to the emission angle θ according to Snell's law:

$$\theta_s = \arcsin\left(\frac{n_2 \sin \theta}{n_1}\right) \quad 1)$$

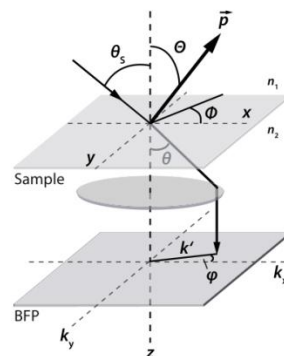


Figure 1: Description of the geometry in order to calculate the Fourier pattern of a dipole \vec{p} with the orientation angles Φ and Θ is located on the interface of the refractive indices n_1 and n_2 . Dipole emits light with different angles Θ and the light impinges onto BFP with the in-plane momentum coordinates k_x and k_y [6, p.2].

Then it is possible to express the relation between the emission angle θ and the k-vector coordinate system in the BFP via the following equation:

$$|k'| = 2\pi \frac{n_2}{\lambda} \sin \theta = k_0 n_2 \sin \theta, \quad (2)$$

$$k'_x = \cos \varphi, k'_y = -\sin \varphi$$

So, in order to calculate the intensity distribution of a single dipole on the back focal plane we use the equation:

$$I_{dipole}(\theta, \varphi) \propto \frac{1}{\cos \theta} (E_p E_p^* + E_s E_s^*), \quad (3)$$

We write the parallel and perpendicular field components E_p and E_s as:

$$E_p = c_1(\theta) \cos \Theta \sin \theta + c_2(\theta) \sin \Theta \cos \theta \cos(\varphi - \Phi), \quad (4)$$

$$E_s = c_3(\theta) \cos \Theta \sin(\varphi - \Phi)$$

The c coefficients are

$$c_1(\theta) = n^2 \frac{\cos \theta}{\cos \theta_s} t^p(\theta_s) \Pi(\theta_s),$$

$$c_2(\theta) = n t^p(\theta_s) \Pi(\theta_s), \quad (5)$$

$$c_3(\theta) = -n \frac{\cos \theta}{\cos \theta_s} t^s \theta_s \Pi(\theta_s)$$

With

$$\Pi(\theta) = e^{-ik_0 n_1 \cos(\theta_s) \delta} \quad (6)$$

here n denotes the relative refractive index $n = \frac{n_2}{n_1}$. Then the Fresnel transmission coefficients for p- and s-polarized light can be written as [7, 8]:

$$t^p = \frac{2n_1 \cos(\theta_s)}{n_1 \cos \theta + n_2 \cos(\theta_s)}, \quad (7)$$

$$t^s = \frac{2n_1 \cos(\theta_s)}{n_1 \cos(\theta_s) + n_2 \cos \theta}$$

Then, in the figures 2 and 3 intensity distributions of the dipoles with two different in-plane orientations and also in figure 4 several dipoles with random orientation are calculated [6, p.4]. Therefore figures 2 and 4 stand for the BFP patterns of two in-plane dipoles. From the corresponding figures, it is obvious that the patterns present axial symmetry with the symmetry axis oriented parallel to the dipole axis. The main feature of these radiation patterns is that the highest portion of the radiated intensity accumulated in two lobes at which the region between the critical angle θ_{crit} and the maximum angle collected by the objective lens θ_{max} . Since in equation the field functions have symmetry, in the case of dipoles with random orientations, the BFP intensity can be expressed by summing different dipolar patterns with different orientations. Then the BFP pattern for randomly oriented dipoles should again possess rotational symmetry (figure 4).

In figures 2-4 the k values corresponding to the critical angle θ_{crit} , or $\frac{|k'|}{k_0} = NA = 1$ are indicated by a black dashed circle. Namely, since the maximum acceptance aperture of the objective lens is $NA = 1.4$ (corresponding to θ_{max}), the main lobes of the intensity are in the region between $NA = 1$ and $NA = 1.4$.

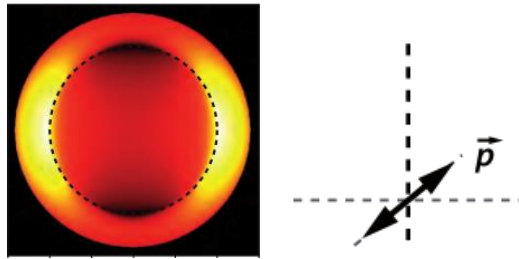


Figure 2: Calculated BFP patterns for dipoles on a glass/air interface with the orientation according to fig.1 $\Phi= 0^\circ$ and $\Theta= 90^\circ$ [6, p.4].

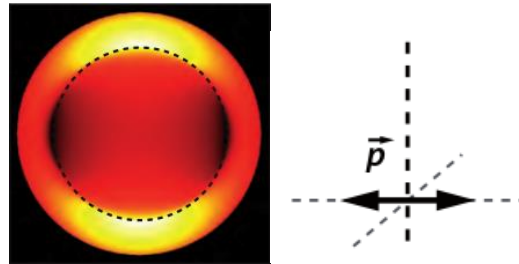


Figure 3: Calculated BFP patterns for dipoles on a glass/air interface with the orientation according to fig.1 $\Phi= 90^\circ$ and $\Theta= 90^\circ$ [6, p.4].

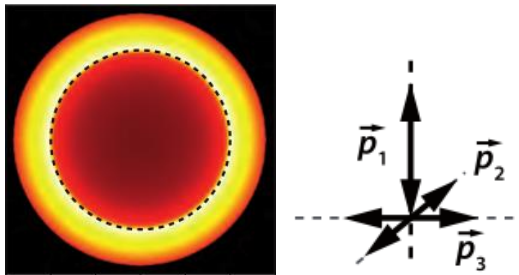


Figure 4: The pattern for dipoles with random orientation according to fig. 1 [6, p.5].

Research method and research

The experimental setup is by far the most crucial point for the project. In order to perform measurements, it is planned how to build up an appropriate setup from zero. The optical setup is considered to be the **Open Table Dark Field Microscope**. The configuration for the setup is depicted in figure 6. For this kind of configuration, we have the following procedure. We have a continuous-wave green laser source with 532 nm wavelength. The measurement with this laser source makes possible to achieve approximately 10 mW power. The laser beam is directed to the lens system L1 and L2 which is the beam expander and is aimed to expand the beam-size larger than the size of the back aperture of the first microscope objective since it is needed to have a focused light onto the nanosphere (see figure 5). In this kind of configuration the major issue is to separate the light comes from the sample measured and the light from the laser source which does not interact with the sample, or in other words the direct transmission. If the difference between the numerical apertures of the microscope objectives were the same, then, it could be impossible to distinguish them. As a result, we would see the mixed light on the imaging camera. As it is depicted in figure 5b, utilizing numerical apertures of $NA=0.5$ for illumination and $NA=0.9$ for collection it is possible to get signal only from our scatterer by obstructing the region of numerical aperture

of $NA=0.5$. And the figure 5a illustrates schematically the illumination of the single dipolar emitter and the generation of the second beam due to the interaction. Then we image the back focal plane (BFP) to the imaging camera, since the BFP of the objective lens contains information about the emission wavevectors from the sample plane. Imaging the BFP of the objective lens is tricky as physically the BFP of the objective lens lies near-inside the metallic case. Hence, in a typical optical microscope, it is needed to utilize relay optics, namely $4f$ doublet lens system to project the BFP of the objective lens to the imaging camera. This $4f$ Fourier optics is done with the help of two convex lenses with the same focal lengths. In this case, the optical system under study consisted in two identical lenses, sharing a common focal point. This is commonly called a $4f$ system (since the distance between the object and the image will be four times the common focal length). Since the $4f$ imaging system consists of two lenses, a Fourier transform is performed twice to produce an image on the image plane that is identical with reversed replica to that on the object plane. In our case, we decided to use two sets of $4f$ doublet lenses. The reason stems from the fact that in order to obstruct the direct transmission on the Fourier plane we should locate the obstruction point after the first $4f$ lens system as depicted in figure 6. This obstruction point is the silver layer coated on the circular microscope cover glass and prepared specifically for the needs of our setup. And the second $4f$ system then guides only the light emanates from the sample. In our set-up the lens (L5) is managed to be as a flip-mount design owing to have a possibility to image the real and Fourier plane simultaneously just by means of flipping in and out that lens instead of changing the position of the imaging CCD camera each time. The light beam then impinges on the CCD camera by means of the lens system L3, L4, L5, L6 which determines the double $4f$ relay lens system. So, in this kind of configuration, $f_1 = 3$ cm, $f_2 = 10$ cm, $f_3 = f_4 = f_5 = f_6 = 10$ cm are the focal distances of lenses L1, L2, L3, L4, L5 and L6, respectively.

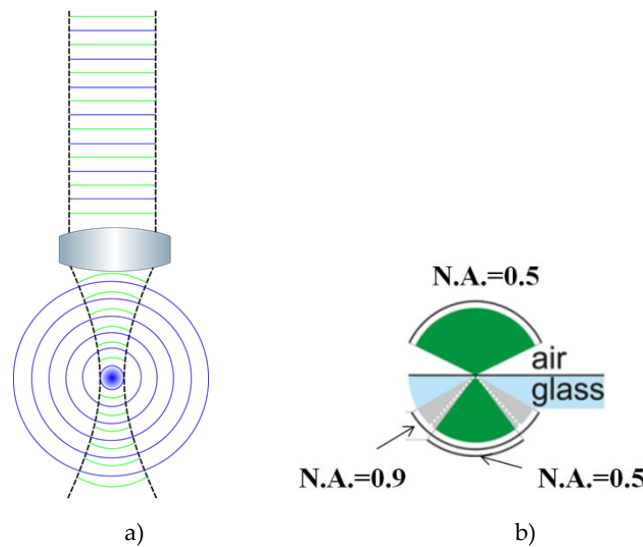


Figure 5: a) Illumination and radiation of the single scatterer. The blue color represents the light emerges from the scatterer, while the green color is for the direct transmission. b) Numerical aperture $NA=0.5$ is considered to illuminate the sample, and $NA=0.9$ to collect both the direct transmission and the light from the emitter. The difference between the numerical apertures enables to distinguish between the two kinds of light. Adapted from [9].

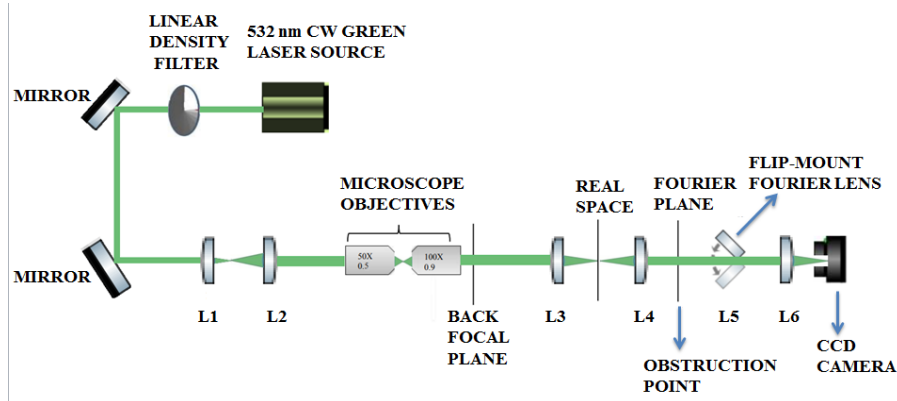


Figure 6: The schematic view of the setup.

Sample preparation

The gold nanospheres are purchased in stabilized suspension in citrate buffer which prevents nanoparticles to combine inside the box containing nanoparticles. The sample preparation is done by using spin coating machine. In order to prepare our samples the substrate is cleaned carefully and drops containing gold nanospheres are taken by using pipette. These drops containing nanospheres are applied on the center of the microscope cover glass substrate, which is either spinning at low speed or not spinning at all. After the detailed analysis it is found that if the substrate is then rotated at the speed of 75 rps (rate per second) for 2 minutes in order to spread the nanospheres by centrifugal force, it shows better results. This process could be done without using spin coating machine by taking drops from the box via the pipette, putting drops to the microscope cover glass (cleaning of the cover glass remains the same), and leaving it for evaporating the water. However, when this procedure is followed, results showed that nanospheres come closer to each other and, therefore, the signal on the imaging camera comes from many particles, which is not desired.

Discussion of research method and its results

In order to prove the theoretical results obtained by [6, p.8] for the dipolar emission characteristics, measurement activities are performed via our experimental setup configuration. During measurements, gold nanosphere with the size of 150 nm diameter is placed onto the thin microscope cover glass (thickness is 170 μm) and located between microscope objectives with numerical apertures of $\text{NA}=0.5$ and $\text{NA}=0.9$. Therefore, in this case we utilized dual objective configuration, which the numerical aperture of the microscope objective collects light is $\text{NA}=0.9$. The expected difference between the calculated and the experimental BFP patterns can be the width of the region at which the lobes with major fraction of intensity concentrates. So that, in our setup the intensity mainly accumulated approximately in between $\text{NA}=0.75$ and $\text{NA}=0.9$, or approximately between 49° and 64° , respectively. As a result, the blocked region is up to $\text{NA}=0.75$. During the calculations, the numerical aperture of the objective lens is considered as $\text{NA}=1.4$ for both illumination and collection in contrast to the case which experiments are carried out via our setup. And the results are illustrated in figures 7-9. During the measurement, a polarizer is inserted in the excitation path and controlled manually. The outcomes from the experiment have a good agreement with the calculated patterns in terms of keeping the radiated intensity concentration and the symmetry features discussed above.

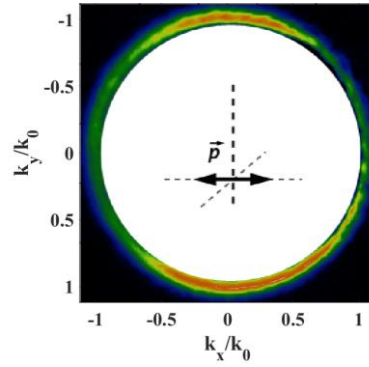


Figure 7: Measured BFP pattern for spherical gold nanoparticle with the diameter of 150 nm on a glass/air interface with the orientation $\Phi = 90^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$.

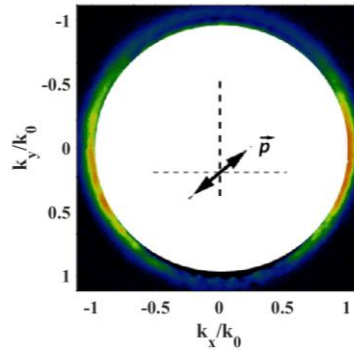


Figure 8: Measured BFP pattern for spherical gold nanoparticle with the diameter of 150 nm on a glass/air interface with the orientation $\Phi = 0^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$.

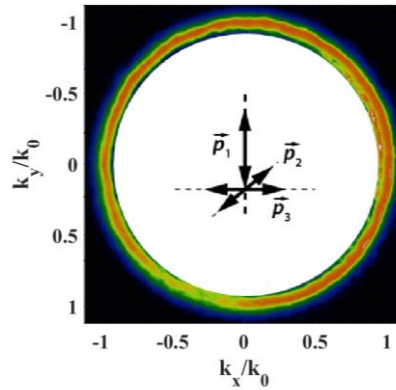


Figure 9: Measured BFP pattern for spherical gold nanoparticle with the diameter of 150 nm on a glass/air interface with random orientations.

REFERENCES

- 1) Ulrich Kubitschek. *Fluorescence Microscopy - From Principles to Biological Applications*. First Edition, Wiley-Blackwell, 2013
- 2) E. Descrovi, E. Barakat, A. Angelini, P. Munzert, N. De Leo, L. Boarino, F. Giorgis, P. H. Herzig. *Leakage radiation interference microscopy*, Optics Letters, 38, 3374-76, 2013
- 3) C. Huang, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, A. Bruyant, A. Guenot, E. Finot, J.-C. Weeber, A. Dereux. *Gain, detuning, and radiation patterns of nanoparticle optical antennas*, Physical Review B. 78, 155407, 208
- 4) P. Bharadwaj, B. Deutsch, L. Novotny. *Optical Antennas*, Advances in Optics and Photonics, 1, 438-83, 2009
- 5) M. A. Lieb, J. M. Zavislan, L. Novotny. *Single-molecule orientations determined by direct emission pattern imaging*, Journal of the Optical Society of America, 21, 1210-15, 2004

- 6) Nicolai Friedrich Hartmann, *Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Fakultät für Chemie und Pharmazie der Ludwig-Maximilians-Universität München*, Coupling of Emitters to Surface Plasmons Investigated by Back Focal Plane Microscopy
- 7) Eugene Hecht. *Optics*. Sixth Edition, Addison Wesley, 2002
- 8) Max Born, Emil Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 2006
- 9) N.Martin, B. Thomas, B. Peter, L. Gerd. *Polarization Tailored Light Driven Directional Optical Nanobeacon*, Nano Letters, 14(5), 2546-2551, 2014

UDC620.22.419

PACS. 87.19.rf -dielectric properties of composites

72.80.Tm -electrical conductivity of composites

81.05.Qk- Reinforced polymers and polymer-based composites

INFLUENCE OF BIOLOGICAL FILLER AND METAL NANOPARTICLES ON THE CHARACTER OF CHANGE OF SPECIFIC VOLUME RESISTANCE OF HIGH PRESSURE POLYETHYLENE

ALIEVA SH.V.

Azerbaijan Technical University

sharafxanim@gmail.com

ABSTRACT

The paper presents study results of the temperature dependence of high-pressure polyethylene specific volume resistance, depending on the volume content of fish bones and metal nanoparticles. For measure the specific resistance, a P-4053 DC bridge with additional measuring electrodes was used. Samples obtained by hot pressing method. Investigated biocomposites HPPE + x vol% FB and HPPE+ x vol% FB+1vol%Al (Cu) with addition x = 3, 5, 7, 10 and 15 vol.% fishbone (FB) and 1 vol% Al and Cu nanoparticles with dimension 50 – 80 nm. The analysis of the results showed that it is typical for all investigated composites in the entire studied temperature range that the resistivity monotonically increases with increasing temperature. It was also revealed that in the studied materials, with an increase in the volumetric content of bio-filler — fish bone, the resistivity decreases. Thus, the specific resistance of HPPE is sensitive to the introduction of additives of biological origin. The established increase in volumetric electrical resistance of biocomposites when bio-fillers are introduced into its composition is explained on the basis of the formation of an optimal supramolecular structure in them.

Key words: biocomposites, bionanocomposites, fish bones, fillers, nanoparticles, specific volume resistance, HPPE.

ВЛИЯНИЕ БИОЛОГИЧЕСКОГО НАПОЛНИТЕЛЯ И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ УДЕЛЬНОГО ОБЪЕМНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛИЭТИЛЕНА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ РЕЗЮМЕ

В работе изложены результаты исследования температурной зависимости удельного объемного сопротивления полиэтилена высокого давления в зависимости от объемного содержания рыбьей кости и металлической наночастицы. Для измерения удельного сопротивления использовали мост постоянного тока P-4053 с дополнительными измерительными электродами. Образцы получили методом горячего прессования. Исследовались бионаноккомпозиты ПЭНП+ x об% РК, ПЭНП+ x об% РК+1 об% Al (Cu), с добавлением x = 3,5,7,10 и 15 об % РК рыбьей кости и 1 об% Al (Cu) наночастицы с размером 50-80нм. Анализ полученных результатов показал, что характерно для всех исследованных композитов во всем исследованном температурном интервале удельное сопротивление монотонно увеличивается с ростом температуры. Выявлено, также что в исследованных материалах с увеличением объемного содержания бионаполнителя –рыбьей кости, удельное сопротивление уменьшается. Таким образом, удельное сопротивление ПЭВД чувствительно к введению добавок биологического происхождения. Установленное увеличение объемного электрического сопротивление биоккомпозитов при введении в его состав бионаполнителей объясняется на основе образования в них оптимальной надмолекулярной структуры.

Ключевые слова: биоккомпозиты, бионаноккомпозиты, рыбы кости, наполнители, наночастицы, удельное объемное сопротивление, ПЭВД.

BİOLOJİ ƏLAVƏNİN VƏ METAL NANOHİSSƏCİKLƏRİN YÜKSƏK TƏZYİQLİ POLİETİLƏNİN XÜSUSİ HƏCMİ MÜQAVİMƏTİNİN DƏYİŞMƏ XARAKTERİNƏ TƏSİRİ XÜLASƏ

İşdə yüksək təzyiqli polietilenin xüsusi həcmi müqavimətinin temperaturdan asılılığının balıq sümüyü və metal nanohissəciklərin həcm tərkibindən asılı olaraq tədqiqinin nəticələri verilmişdir. Xüsusi müqaviməti ölçmək üçün əlavə

ölçmə elektrodları olan P-4053 markalı dəyişən cərəyan körpüsündən istifadə edilmişdir. Nümunələr isti presləmə üsulu ilə alınmışdır. 5, 10 və 15 həcm% balıq sümüyü və ölçüləri 50- 80 nm olan 1 həcm% Alüminium və Mis nanohissəcikləri əlavə edilmiş YTPe+Xhəcm% BS biokompozitlər və YTPe+XHəcm% BS +1 həcm%Al(Cu) bionanokompozitlər tədqiq edilmişdir. Alınmış nəticələrin təhlili göstərdi ki, bütün kompozitlər üçün tədqiq edilən temperatur oblastında temperaturun artması ilə xüsusi müqavimət artır. Həmçinin aşkar edilmişdir ki, tədqiq olunan materiallarda biodoldurucunun – balıq sümüyünün həcmdə tutumu artdıqca xüsusi müqavimət azalır. Beləliklə, yüksək təzyiqli polietilenin xüsusi müqaviməti bioloji mənşəli doldurucuların əlavə edilməsinə həssasdır. Tərkibinə biodoldurucu əlavə edilməklə alınan biokompozitlərdə müəyyən edilmiş həcmi elektrik müqavimətinin artması onlarda optimal molekulyar strukturların əmələ gəlməsi ilə izah edilir.

Açar sözlər: biokompozitlər, bionanokompozitlər, balıq sümükləri, doldurucular, nanohissəciklər, xüsusi həcm müqaviməti, YTPe.

Introduction

The wide distribution of polymeric materials that have won positions in all areas of human activity is one of the characteristic elements of technical progress. The advantage of this type of materials, which, first of all, should be attributed to its low specific weight, the ability to be processed into products of complex configurations using high-performance and affordable techniques, the ability to give them a complex of valuable technical properties, as well as the availability of a wide raw material base [1.p.58, 2.p.-32, 3.p.131, 4. p.15.].

A good combination of physico-mechanical and electrical properties of polymeric materials makes it possible to increasingly use them as electrical insulation and dielectrics in cable technology, capacitor manufacturing, as well as in the manufacture of electrical machines and apparatuses. For the rational use of polymers and composite materials based on them, a deep knowledge of their electrical properties is necessary depending on the structure of polymer composites and operating conditions. The electrical properties of polymer compositions depend on the imperfection of the structure, the presence of impurities and regions with different cavity densities, etc., which in turn depend on the aggregate and developed state of the material with a polymer matrix [5.p.55, 6.p.373., 7.p.126, 8.p.1349]. Currently, it is clearly established the influence of supramolecular structures on their electrical properties. It has been established that polymer modification can serve as an effective method for producing electrical insulating materials with the required properties.

The Experimental Technique

Sample preparation

The obtaining of HPPE+xvol%FB composites and HPPE+xvol%FB+ 1 vol% Al(Cu) bionanocomposites were described in the manner [9.p.2]:

For the matrix of composites were used low density polyethylene mark M-158. As a bio-filler is used fish bone of Caspian Kutum (FB). The powder of fish bones was obtained as follows:

The fish bone is carefully washed with clean water, cleaned from the residues on it, heated to a temperature of 330K and dried for 24 hours, with using grinder mill is being turned into powder. The dimension of fishbone particles is 100µkm.

Composite samples are obtained by mechanical mixing of fishbone powder with the HPPE powder in porcelain mortar. The mixing is continued until we have obtained a homogeneous mixture. The homogeneous mixture is poured into the selected mold, between the aluminum foil and with the using hot pressing on the hydraulic press the mixture is kept for 3 minutes at the

melting temperature (413K) of the polymer under pressure of 10 MPa. In the same temperature by compacting the homogeneous mixture and the pressure slowly increases to 15 MPa. At this temperature, the sample is maintained for 3 minutes and then is quickly cooled in ice-water. The sizes of the samples are: thickness is about 170 μm , diameter of the obtained samples is 50mm.

The HPPE+xvol%FB+1vol% Al(Cu) nanocomposites are obtained same by adding to the high pressure polyethylene and fishbone mixture 1vol% aluminium (Al) and 1vol% copper (Cu) nanoparticles dimension 50-80nm.

The measuring method of the surface and specific volume resistances of samples

To measure the specific volume and surface resistances of the materials, was used a P-4053 direct current bridge with additional measuring electrodes. Measurements are carried out on flat samples having a disk shape with a diameter of 50 mm and a thickness of 170 μm . The end surfaces of the samples should be strictly parallel to each other and not have traces of machining, cracks in the shells, creases, dents, scratches, foreign particles and other defects. For each measured material, at least three samples are used. Samples before measurement must be aged for 24 hours at a temperature of $20 \pm 20^\circ \text{C}$ and a relative humidity of $65 \pm 6\%$. For better contact of the electrodes with the samples, an aluminum foil with a thickness of 0.05 mm, having the shape of a sample, with which the sample is coated, was used. The foil is ground to the samples using a chemically pure capacitor Vaseline.

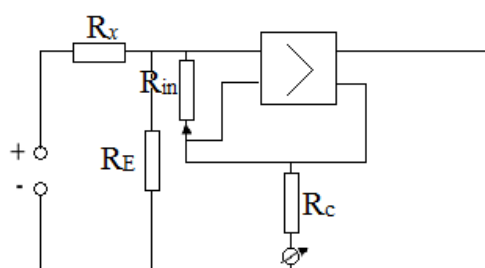


Figure. 1. The electrical circuit of the constant bridge current P-4053, where, R_x - measured resistance; R_{in} - insulation resistance; R_c - cathodic resistance.

We used the bridge consists of three main parts: an input divider, a DC amplifier and a power device. The bridge input divider consists of the measured resistance R_x and the calibration resistance R_e . The bridge has 10 switchable calibration resistances $R_1 \div R_{10}$, corresponding to 9 measurement limits. The input divider is connected to a DC amplifier with deep negative feedback. When measuring resistances, of the order of $10^{12} \div 10^{15}$ Ohm, a significant error is obtained. To eliminate the influence of insulation resistance, the latter is reduced to one of R_{is} by a circuit solution. The entire amplifier is covered by negative feedback. Feedback is necessary to increase the stability of the zero report, stabilize the coefficient of the amplifier, compensate for insulation losses and reduce the influence of the grid current on the measurement error.

Results and Discussion

The results of the study of the specific volume electric resistivity of composites modified by fillers of biological origin are shown in Fig. 2. The studies were carried out in composites HPPE + x about% FB where, $x = 5; 10; \text{ and } 15$. The results of the study show that $\lg \rho = f(10^3/T)$ the dependences of these composites are identical ie at low temperatures ρ - remains constant, and at relatively high temperatures there is a slight increase in resistivity.

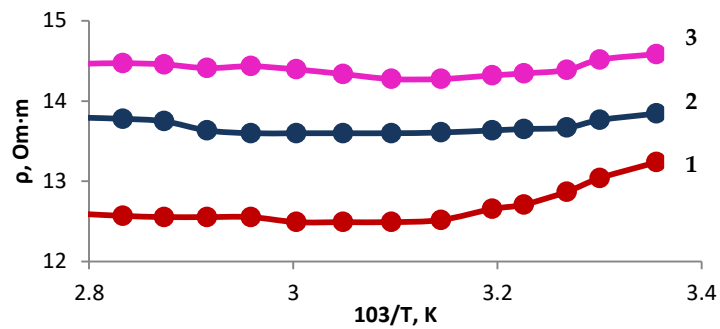


Figure 2. The temperature dependence of the specific volume electrical resistance of composites HPPE+ x vol%FB, where: 1-x = 5; 2- x = 10; 3-x = 15

Investigations of $\rho_v(T)$ dependences were also carried out in HPPE biocomposites+x vol% FB+1vol%Al (Fig.3.). As follows from Fig. 3.at low temperatures, a relatively strong increase in resistivity is observed, and at high temperatures there is a slight increase in ρ . Note that the nature of the change in $\rho(T)$ of biocomposites and bionanocomposites is significantly different.

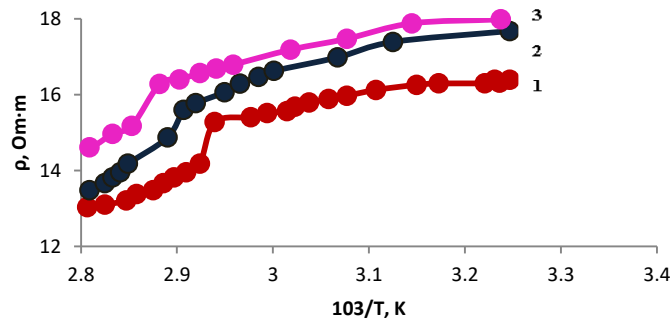


Figure 3. The temperature dependence of specific volume electrical resistance of HPPE+xvol%FB+1 vol%Al nanocomposites, where: 1-x = 5; 2- x = 10; 3-x = 15

Biocomposites modified with fish bone and metallic copper nanoparticles were also investigated. (Fig. 4.). The studies were carried out in pure HPPE, in HPPE+xvol% FB+1vol% Cu with fillers 5; 10; and 15 vol.% FB. (fig. 4). As follows from fig. 4 is characteristic of all studied composites and pure high-pressure polyethylene; in the entire investigated temperature range, the resistivity monotonously increases with temperature. It was revealed that in the studied bio and bionanocomposites with an increase in the volume content of bio-filler - fish bone, the resistivity decreases. Thus, the specific resistance of HPPE is sensitive to the introduction of additives of biological origin [10.p.12-14].

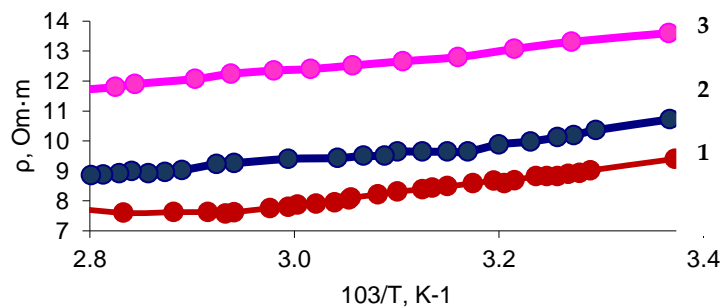


Figure 4. The temperature dependence of specific volume electrical resistance of HPPE+xvol%FB+1 vol%Cu nanocomposites, where: 1-x = 5; 2- x = 10; 3-x = 15

The introduction of low molecular weight additives reducing intramolecular interactions into the polymer leads to an increase in molecular mobility and a significant decrease in $\lg\sigma_v$. Note that all factors that change the intensity of the molecular motion of a segmental type affect $\lg\sigma_v$. So, for example, during crystallization, the segmental mobility is hindered, and in this case, $\lg\sigma_v$ increases.

On the other hand, on the basis of the results of a study of a number of partially crystalline polymers [11.p.338, 12.p.11, 13.p.24], the ratios connecting the electrical conductivity with the degree of crystallinity are obtained. If, during the orientation of amorphous polymers, their σ decreases, then during the drawing of crystalline polymers due to reorientation and partial destruction of lamellas and fibrils, anisotropy of the laying of structural elements and a change in $\lg\sigma_v$ arise. The increase in volumetric electrical resistance of biocomposites that we established upon the introduction of bio-fillers into its composition can be explained on the basis of the formation of an optimal supramolecular structure in them.

Conclusion

Investigations of the temperature dependences of modified bionanocomposites of fish bones showed that, with a change in temperature, the volume content of the bio-filler and metal nanoparticles can produce materials with the required physical parameters for solving practical problems.

REFERENCES

1. A.A. Berlin *Modern polymer composite materials*, Soros Educational Journal, № 1, pp. 57-65. 1995.
2. Yu. V. Antipov, A. A. Kul'kov, N. V. Pimenov *Polymer composite materials: Technologies and applications* Polymer Science Series C, Vol.58, № 1, p.26–37, 2016.
3. K. E. Perepelkin. High-strength, high-modulus fibres made from linear polymers: principles of fabrication, structure, properties and use, *Fibre Chemistry*, Vol.42, №3, p.129–142, 2010.
4. G. Anna Koniuszewska and W. Jacek Kaczmar. Application of Polymer Based Composite Materials in Transportation Progress in Rubber, Plastics and Recycling Technology, Vol. 32, № 1, p.1-24, 2016.
5. Sk Manirul Haque, Jorge Alfredo Ardila Rey, Abdullahi Abubakar Masúd, Yunusa Umar and Ricardo Albarracin *Electrical Properties of Different Polymeric Materials and their Applications: The Influence of Electric Field, Properties and Applications of Polymer Dielectrics*, Edited by Boxue Du, (2008) Characteristics, Applications and Properties of Polymers. In: *Polymer Engineering Science and Viscoelasticity*. Springer DOI: 10.5772/67091, Boston, MA 55-97, 2017.
6. F. Doljack, Raychem Corp. CA PolySwitch PTC Devices-A New Low-Resistance Conductive Polymer-Based PTC Device for Overcurrent Protection//*IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*. Vol. 4, № 4, p.372 – 378, 1981.
7. R.Rahman, P. Servati. Efficient analytical model of conductivity of CNT/polymer composites for wireless gas sensors. *IEEE Trans. Nanotechnol.* 14, p.118–129. 2014.
8. M.L.Clingerman, J.A.King, K.H.Schultz, J.D. Meyers. Evaluation of electrical conductivity models for conductive polymer composites. *Journal of Applied Polymer Science*. 2002; 83: 1341–1356.
9. E. M. Gojaev, Sh. V. Alieva, K. C. Gulmammadov, S. S. Osmanova *Dielectric properties of fishbone kutum and composite materials with its participation //Journal of Inorganic Non-Metallic Materials, SciRes*. 2016, 6, 1-5.
10. E.M.Gojayev, Sh.V.Aliyeva, S.I.Mammadova, U.T. Babayev & B.V. Aliyeva. Biological origin fillers and metal nanoparticles effect on dielectric and electrical properties of LDPE+x vol%FB biocomposites // *Global journal of Engineering Science and Researches* ISSN 2348 – 8034, vol.6, № 1, p.9-15, 2019.
11. A.B. Turik, M.Yu. Rodinin // *Dielectric losses in materials with a limited region of the relaxation time distribution // Letters to JTP*, Vol.36, №1, p. 37-43, 2010.

12. E.M.Gojayev, V.V.Salimova, P.F. Aliyeva // Influence of fillers of biological origin and metal nanoparticles on the electrical properties of biocomposites. Eurasian Union of Scientists (ESU) vol.62, №5 part 5, p.9-13. 2019. [E.M.Godjayev, V.V.Salimova, P.F. Aliyeva Vliyaniye biologicheskogo napolnitelya I metallicheskih nanochastits na elektricheskiye svoystva biokompozitov, Yevroaziyskiy Soyuz Uchenix, (ESU), chast 5, № 5 (62) / 2019. st. 9-13.]
13. V.G. Shevchenko Fundamentals of the physics of polymer composite materials. Moscow, 2010, [V.G. Shevchenko Osnovi Fiziki polimernix kompozitsionnix materialov, Moskva, 2010.]

UOT 621.315.592PACS: 61.05.-a

KINETICS OF POLYMORPHIC TRANSFORMATION IN $K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$ MONOCRYSTALLINE

R.B.BAIRAMOV¹, V.I.NASIROV², E.V.NASIROV³

¹Baku Engineering University

²Azerbaijan State Pedagogical University

³Azerbaijan High Military School named after H.Aliyev

Baku / AZERBAIJAN

rabayramov@beu.edu.az

ABSTRACT

$K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$ monocrystals were got by isothermal crystallization and it was determined by an optical microscope provided with a special heater that orthorhombic-rhombohedral polymorphic transformation occurred in the obtained crystal in $T > 393K$ temperature. In the studied sample, the rate of growth of the newly formed crystal during the conversion of orthorhombic→rhombohedral structure was measured depending on the temperature and, as a consequence, the empirical dependence on the shape

$$v = (0.0165\Delta T + 0.4491\Delta T^2 + 0.00672\Delta T^3) \cdot 10^{-2} \frac{cm}{sec}$$

of the velocity and temperature. By the help of velocity measurements, the activation energy of the orthorhombic→rhombohedral structure conversion was calculated using $E = 90.38$ kC/mol.

Keywords: crystal, single crystals, polymorphic transition, modification, kinetics, activation energy

$K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$ MONOKRİSTALINDA POLİMORF ÇEVİLMƏNİN KİNETİKASI

XÜLASƏ

İzotermik kristallaşma üsulu ilə $K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$ monokristalları alınmış və xüsusi qızdırıcı ilə təmin olunmuş optik mikroskop vasitəsi ilə müəyyən edilmişdir ki, $T > 393K$ temperaturda alınan kristalda rombik→romboedrik polimorf çevrilmə baş vermişdir. Tədqiq olunan nümunədə rombik→romboedrik quruluş çevrilməsi zamanı yeni yaranan kristalın böyümə sürəti temperaturdan asılı olaraq ölçülmüş və nəticədə sürətlə temperatur arasında

$$v = (0.0165\Delta T + 0.4491\Delta T^2 + 0.00672\Delta T^3) \cdot 10^{-2} \frac{sm}{san}$$

formasında empirik asılılıq müəyyən edilmişdir. Sürət ölçmələrinin köməyi ilə rombik→romboedrik quruluş çevrilməsinin aktivləşmə enerjisi hesablanaraq $E=90.38$ kC/mol alınmışdır.

Açar sözlər: kristal, monokristal, polimorf çevrilmə, modifikasiya, kinetika, aktivləşmə enerjisi

КИНЕТИКА ПОЛИМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛ $K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$

РЕЗЮМЕ

Методом изотермической кристаллизации получены монокристаллы $K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$ и при помощи оптического микроскопа обеспеченным специальным нагревателем установлено, что при $T > 393K$ в них происходит полиморфное превращение орторомбическая→ромбоэдрическая. Измерена скорость роста кристалла при превращении орторомбическая→ромбоэдрическая и определена эмпирическая зависимость между v и ΔT следующим образом:

$$v = (0.0165\Delta T + 0.4491\Delta T^2 + 0.00672\Delta T^3) \cdot 10^{-2} \frac{cm}{sec}$$

При помощи кинетических измерений вычислена энергия активации процесса орторомбическая→ромбоэдрическая и получена $E=90.38$ кДж/моль

Ключевые слова: кристалл, монокристалл, полиморфные превращения, модификация, кинетика, энергия активации.

1. Introduction

Investigation of the mechanism of polymorphic transformations requires the study of the morphology of new phases occurring during the transformation, the crystallographic orientation between crystallized mutations and the kinetics of the process. When optical-transparent crystals are taken as a research object, morphological and kinetic studies are best suited for optical microscopy.

Please kindly note that the relatively less stable modification transition to a more stable modification during polymorphic conversion is due to the overload of the energy barrier, and if the conversion occurs at a slower rate and with the formation and subsequent growth of the new phase, the energy will be small. The energy that exists between the phases is eliminated by thermal fluctuations. If the probability of fluctuations is low, as in the diamond-graphite conversion, the modification that is less stable may remain metastable for a long time. As structure transformation passes through the stage of mother and newly created coexistence, there is an elastic interaction between these phases, which affects the development of the transformation. This interaction is more pronounced in marten site transformations. From what we have mentioned in the past, it is clear that the study of the kinetics of structural phase transformations provides us with information about the mechanism of transformations and the energy of the process.

It was devoted to investigation of kinetics of structure-phase transformations $K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$ monocrystals got in result of partial replacement Ag^+ ions with K^+ ions in KNO_3 crystals. It is known that in potassium nitrate there is a structure conversion from room temperature to melting temperature [1, 2]. Because of a transformation, the orthorhombic (modification III) cage becomes rhombohedral (modification II). This transformation is enantiotropy, is rhombohedral→orthorhombic conversion occurs when the crystal cools [3, 4]. Depending on the choice of temperature mode, in many cases there is a new modification with a rhomboid structure between these two modifications. In silver nitrate, the same temperature range is converted into an enantiotropy orthorhombic→rhombohedral scheme [5].

2. Running of Experiment and Discussion of the Results

$K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$ monocrystals that selected as a research object isothermal crystallized from soda solution of $AgNO_3$ with "XЧ" and KNO_3 with "ЧДА" mark. The crystals are mainly made in the form of needles and flat plates. Needle crystals were used for kinetic measurements. Preliminary X-ray studies have shown that, these sample parameters in the room temperature has $a=5.407 \text{ \AA}$, $b=9.156 \text{ \AA}$, $c=6.41 \text{ \AA}$ orthorhombic cage rhombohedral cage with, $a=5.405 \text{ \AA}$, $c=9.712 \text{ \AA}$ parameter after the transformation of the structure. Temperature equilibrium between mutually converted modifications is $T_0=393\pm 1K$.

During the structural transformations, the new phase crystal growth rate was measured according to the method described in the MIN-8 polarization microscope [6-7], which is equipped with a heater.

The results of the experiments performed on the six crystals were based on the MATLAB program, and the following empirical dependence was established for the temperature dependence of the growth rate of the new crystal growing within the core crystal during the conversion of the orthorhombic→rhombohedral structure:

$$v = (0.0165\Delta T + 0.4491\Delta T^2 + 0.00672\Delta T^3) \cdot 10^{-2} \frac{cm}{sec}$$

In this formula, $\Delta T = T_{cev} - T_0$ is temperature drop, T_{cev} - conversion temperature, T_0 - is the equilibrium temperature between the converted phases. The results from experience and empirical formulas are presented in Table, graphically illustrating the speed dependence of temperature. First, as shown in Table and Figure, the results from the experimental and empirical formulas are in good agreement. Second, as the difference between the rotation temperature and the equilibrium temperature increases, the rate of growth of the newly formed crystal increases.

Table. Experimental and empirical formulas for the dependence of growth rate ΔT on the new modification crystal during the conversion of orthorhombic→rhombohedral structure in $K_{0.945}Ag_{0.055}NO_3$ crystal

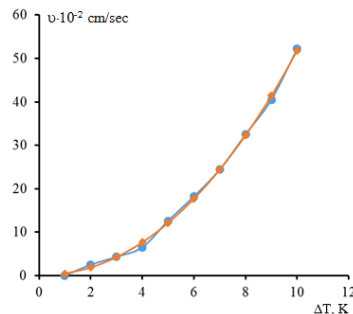
$\Delta T, K$	T_0, K	$\bar{v}_t \cdot 10^{-2} \text{ cm/sec}$	$\bar{v}_h \cdot 10^{-2} \text{ cm/sec}$
1	393±1	0,056	0,472
2		2,514	1,883
3		4,342	4,273
4		6,523	7,681
5		12,635	12,150
6		18,240	17,717
7		24,438	24,425
8		32,525	32,314
9		40,521	41,423
10		52,241	51,793

M. Folmerin's equation for crystal growth using a liquid phase two-dimensional mechanism [8] was used to evaluate the polymorphic transformation process from the energy point of view:

$$v = \kappa_1 \exp\left(-\frac{\kappa_2}{T_0}\right) \exp\left(-\frac{\kappa_3}{T_0 \Delta T}\right)$$

In this formula, κ_1 can be considered as the temperature-independent coefficient at the first approximation, $\kappa_2 = E/R$ is stable and determines the energy limit required for the molecule to reach the newly crystalline surface of the liquid phase. In this expression, E -breakable activation energy, R -universal gas constant. In Folmer's equation, κ_3 is energy used to form a two-dimensional crystal bond and ΔT - is extreme cold. Applying the experimental results to the Folmer's equation and make the appropriate calculations $\kappa_2 = 10877.5 \text{ deg}^{-1}$, $\kappa_3 = 40-28.4 \text{ deg}^{-2}$ and so $E = 90.38 \text{ kC/mol}$ was obtained for activation of orthorhombic→rhombohedral structure transformation. For comparison, the activation energy of this cycle in potassium nitrate is 97.8 kC/mol . In other words, partial replacement Ag^+ ions with K^+ ions in potassium nitrate is resulted with reduction of activation energy of the phase transformation in the crystal obtained.

Fig. Schedule of dependence of growth rate of new modification crystal on transformation of orthorhombic→rhombohedral structure in $K_{0.945}Ag_{0.055}NO_3$ crystals, \diamond -practical results, O -calculated results of empirical formula



Conclusion

So, practically it was determined that, orthorhombic→rhombohedral rotation rate increases with increasing temperature $K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$ crystals and partial replacement Ag^+ ions with K^+ ions is resulted with reduction of activation energy of the phase transformation in the crystal obtained. So, the activation energy of this cycle in potassium nitrate is 97.8 kC/mol, but for $K_{0,945}Ag_{0,055}NO_3$ is 90.38 kC/mol.

REFERENCES

1. Edvard D.A. *A determination of the complete crystal structure of potassium nitrate*. Z.Kristallogr., Vol.80, p.154, 1943
2. Sastry P.U., Krishna Psr., Panicker L., Shinde A.B. *Structural behaviour of $AgNO_3$ at low temperatures by neutron diffraction*. J. Phys. Indian Acad. Sci. Vol.71, p.929-933, 2008.
3. Bridgman P.W. *The velocity of polymorphic change between solid*. Proc. Am. Acad. Arts. Sci, Vol.52, p.57-88, 1916.
4. Lindley P.F., Woodward P. *An X-ray investigation of silver nitrate: a unique metal nitrate structure*. J. Chem. Soc. A. p.123-126, 1966.
5. Fischmeister N.F. *X-ray measurements of the thermal expansion of trigonal potassium lithium and silver nitrates*. J. Inorg. Nucl. Chem. Vol.3, p.182-186, 1956.
6. Насиров В.И. *Полиморфизм в оптически прозрачных кристаллах*, Баку, с.166, 1997.
7. Nasirov V.I., Bairamov R.B. *The kinetics of polymorphic transformation in $K_{1-x}Cs_xNO_3$ ($x=0,015; 0,035; 0,045$) single crystals*. ANAS Reports, Vol.72, No.1, p.29-33, 2016.
8. Volmer M. *Kinetik der phasenbildung steincopt*. Dresden and Leipzig. Vol.3, p.38-56, 1939.

UOT 539.12-17PACS 25.40-Ep

ELECTRIC QUADRUPOLE TRANSITIONS IN BINEUTRON TRANSFERS

I. G. AFANDIYEVA, R.A. AHMEDOV

Azerbaijan State University of Oil and Industry

Baku/ AZERBAIJAN

irada.e@mail.ru, rasim.a15@mail.ru

ABSTRACT

In this article in the theory of diffraction, as a particular case of the radiation transition, the electric quadrupole transitions are discussed. These processes are observed in bineutron transfers. The formation of the bineutron is typically observed as excited states close to the corresponding decay threshold. The origin of this phenomenon lies in the effective nuclear interaction. The low energy states are expected to be populated strongly in nuclei having large single-particle quadrupole moments of the same sign in the vicinity of the chemical potential. The article was limited by the fact that the any intermediate states of the bineutron are fully balanced *S*-states, so that the corresponding interaction of transmission of bineutron are diagonal in the spin states of the nuclei. The results are given in the work related to the analysis of the probability of the electric quadrupole transitions for nuclei $^{152,154}\text{Gd}$ and $^{150,152}\text{Sm}$.

Key words: bineutron, diffraction, electric quadrupole transitions, direct nuclear reactions.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В БИНЕЙТРОННЫХ ПЕРЕДАЧАХ

РЕЗЮМЕ

В данной статье на основе теории дифракции обсуждаются электрические квадрупольные переходы, которые являются частным случаем радиационного перехода. Такие переходы наблюдаются в процессах переноса бинейтронов. Бинейтронные структуры обычно наблюдаются и в возбужденных состояниях, близких к соответствующему порогу распада. Происхождение этого явления связано с эффективным ядерным взаимодействием. Показано, что низколежащие уровни будут более сильно возбуждаться в ядрах, в которых одночастичные квадрупольные переходы вблизи поверхности химического потенциала имеют один и тот же знак. В статье предполагается, что любые промежуточные состояния бинейтронов являются полностью сбалансированными *S*-состояниями, так что соответствующие последовательные взаимодействия бинейтронов являются диагональными в спиновых состояниях ядра. Полученные результаты применяются к анализу вероятности электрических квадрупольных переходов в ядрах $^{152,154}\text{Gd}$ и $^{150,152}\text{Sm}$.

Ключевые слова: бинейтрон, дифракция, электрические квадрупольные переходы, прямые ядерные реакции.

BİNEYTRON ÖTÜRÜLMƏSİNDƏ ELEKTRİK KVADRUPOL KEÇİDLƏRİ

XÜLASƏ

Baxılan məqalədə difraksiya nəzəriyyəsi əsasında radiasiya keçidlərinin xüsusi halı kimi elektrik kvadрупol keçidləri tədqiq edilmişdir. Belə proseslər bineytronların ötürülməsi proseslərində müşahidə edilir. Bineytron quruluşu parçalanma astanasına uyğun gələn həyəcanlanma hallarında da müşahidə olunur. Bu effektiv nüvə qarşılıqlı təsir nəticəsində baş verir. Aşağı enerji səviyyələrinin nüvələrdə kimyəvi potensialın səviyyəsinin yaxınlığında birzərrəcikli kvadрупol keçidlərinin eyni işarəyə malik olması zamanı güclü həyəcanlanması göstərilmişdir. Məqalədə bineytronların ardıcıl aralıq hallarının *S*-halları ilə tarazlıq halında olması mülahizəsi qəbul edilmişdir. Buna görə də bineytronların nüvə ilə qarşılıqlı təsiri nüvənin diaqonal spin hallarına uyğun olur. Alınmış nəticələr $^{152,154}\text{Gd}$ and $^{150,152}\text{Sm}$ nüvələrində elektrik keçidlərinin ehtimalının hesablanmasına tətbiq edilmişdir.

Açar sözlər: bineytron, difraksiya, elektrik kvadрупol keçidləri, birbaşa gedən nüvə reaksiyaları.

1. Introduction

In nuclei, the nucleons have been observed to cluster together forming substructures within the atomic nucleus, for states where the nucleons are only just bound together. Cluster structures are typically observed as excited states close to the corresponding decay threshold; the origin of this phenomenon lies in the effective nuclear interaction, but the detailed mechanism of clustering in nuclei has not yet been fully understood [1]. Calculations showed that, the associations occur on the surface of the nucleus, where the density of nuclear matter less than in the downtown nucleus [2].

In this article, in the theory of diffraction, as a particular case of the radiation transition, electric quadrupole transitions in the processes of bineutron transfers are discussed.

2. Matrix element of electric quadruple transitions

In the theory of diffraction, the reaction is considered as a quantum mechanical process due to the fact that different components of the wave function of the incident hadron have a different probability of interaction with the target [3]. As a result, the wave function is distorted.

We will discuss some aspects of particle-nucleus collisions without physical overlap, i.e. collisions with impact parameters b larger than the sum of the nuclear radii, R , i.e. $b > 2R$. Particles can be produced in these collisions through an interaction of the fields of the nuclei. The interactions can involve both the electromagnetic and nuclear fields, but because of the short range of the nuclear force, purely nuclear processes are suppressed. If the momentum transfers from the nuclei are small enough ($q < kc/R$), the fields of nucleus and incident particle interacted coherently to all nucleons.

This enhances the transfer matrix elements and gives the events a unique signature, which can be used for identification. The restrictions on the momentum transfer do not prevent the production of heavy systems, however, in high-energy collisions.

The matrix element of the quadrupole transition has the following form

$$M = \frac{\langle \Psi_i | \hat{Q} | \Psi_j \rangle}{\sqrt{N_i N_j}}, \quad (1)$$

Where

$$\hat{Q} = \sum_{i=1}^A r_j^2 Y_{20}(\theta \varphi_i), \quad (2)$$

quadrupole moment operator; N_i and N_j the normalization integrals. The main feature of the integrals appearing in expressions (1) is that the wave function of the relative movement and distorted waves also depend on the relative different combinations of variables. Furthermore, they are presented in nucleon variables. The problem of separation of variables is very important because of its solution depends on the possibility of analytical calculation of integrals over the angular variables, as well as for those variables that are not associated with the interaction of particles.

The operator \hat{Q} is not symmetric in all nucleons, since it acts only on the variables of the incident particle. Taking into account the contribution of the spin or isospin part of the operator

\hat{Q} does not cause any special difficulties. This problem is solved in the same way as in the shell model.

The quadrupole transition operator in the Jacobi variables can be written as follows:

$$\hat{Q} = 2R^2 Y_{20}(r) + \sum_{l=1}^A \left\{ r_l^2 Y_{20}(r_l) + \frac{1}{2} u_l^2 Y_{20}(u_l) + \frac{1}{2} v_l^2 Y_{20}(v_l) \right\}, \quad (3)$$

where variables the Jacobi variables describe the motion of bineutrons inside the nucleus:

$$u_l = r_{l1} - r_{l2}; \quad v_l = r_{l1} + r_{l2}. \quad (4)$$

The term containing the quadrupole moment of the centre of mass of the nucleus is discarded, since it does not correspond to any real physical transition of the nucleus from one state to another, but leads to excitation of the center of mass of the nucleus.

Since antisymmetric functions are in the (1) and the operator \hat{Q} is symmetric with respect to the nucleons, then we can write

$$M = \frac{A! \langle \hat{A} \Psi_i | \hat{Q} | \Psi_j \rangle}{\sqrt{N_i N_j}}. \quad (5)$$

where $\hat{A} = \sum_p (-1)^p P$ the antisymmetrization operator (here the sum over all $A!$ permutations of the nucleons of the nucleus); P_i is a polynomial of degree n_i that defines the shell configuration of the nucleus, parity, total orbital angular momentum, its projection, etc. of the state. Taking into account the form of the operator \hat{Q} , it is possible to represent (5) in the form $A!$ of terms, one of which is a direct integral and has the form $\langle \Psi_i | \hat{Q} | \Psi_j \rangle$, and the remaining exchange ones - $\langle P \Psi_i | \hat{Q} | \Psi_j \rangle$.

Let us consider the calculation of the matrix element for the quadrupole transition $0^+ \rightarrow 2^+$ in rare-earth regions:

$$M(E2) = \frac{A! \langle \hat{A} \Psi_{00} | \hat{Q} | \Psi_{20} \rangle}{\sqrt{N_{00} N_{20}}}, \quad (6)$$

Where

$$\Psi_{00} = \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^2 \frac{1}{2} (u_{ij}^2 + v_{ij}^2) - \frac{1}{2} b \sum_{l=1}^A R_l^2 \right] \chi(\vec{\sigma}, \vec{\tau}) \right\} F_t(\vec{r}_t) f^s(\vec{r}, \vec{p}) \chi_{1/2, m_t}, \quad (7)$$

and

$$\Psi_{20} = \Psi_{20}(\xi) f(\vec{r}_p) \chi_{1/2, m_p}. \quad (8)$$

In view of the fact that a large number of single-particle states are taken into account in calculations, the effective charge for bineutrons is assumed to be zero for quadrupole transitions.

Substituting (7) and (8) into (6) for the matrix element, we obtain for direct integral

$$M(E2) = \pi^2 2^{-\left(L+2+\frac{n+n'}{2}\right)} \left(1 - \frac{q^2}{4sp}\right)^{-1/2(3+n+n')} F\left[\frac{1}{2}(L-n); \frac{1}{2}(L-n'); L+3/2; \frac{q^2}{4sp}\right]. \quad (9)$$

Thus the strong population in two nucleons reactions of the excited states in the actinide region can be associated with the density distribution of single - particle levels and the alignment of the corresponding quadrupole moments in the vicinity of the Fermi surface of these nuclei.

As an example, the table 1 shows theoretical and experimental values $B(E2)$ for nuclei $^{152,154}\text{Gd}$ and $^{150,152}\text{Sm}$.

Table1. Theoretical and experimental ratios of the $\frac{B(E2;I+2 \rightarrow 2)}{B(E2;2 \rightarrow 0)}$ values for nuclei $^{152,154}\text{Gd}$ and $^{150,152}\text{Sm}$. The experimental dates give from [4].

Nuclei	^{152}Gd	^{154}Gd	^{150}Sm	^{152}Sm
Theor. data	48.24	6.12	12.55	5.87
Exper. data	52 ± 5	5 ± 0.3	13 ± 2	6 ± 0.4

3. Conslution

The article was limited by the fact that the internal states incident and emitted particles, and any intermediate state associations are fully balanced S -states, so that the corresponding sequential interaction of transmission are diagonal in the spin states of nuclei. With this reasoning radial wave functions bineutrons which form association close to one another, particularly in the peripheral region of the nucleus where there is a "cross-linking" of the wave functions of nucleons - target (A) and in the nucleus B . In the bineutron transfer reactions, the low-lying 0^+ levels will be more strongly excited in nuclei in which the single-particle quadrupole transitions near the Fermi surface have the same sign.

REFERENCES:

1. Abdulvahabova S.G. *Glauber theory of high-energy (p,t) scattering*. Materials of the International Conference on Physics. Baku – Tehran, p. 452-455, 2002.
2. Jenkins D., Courtin S. J., D. Jenkins, S. J. Courtin, *Weighing the evidence for clustering in nuclei*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 42, 034010, 2015.
3. Zotov N. P. , Tsarev V. A. , *Diffraction dissociation*, Sov. Phys. Uspekhi, 31 (2), 119–139, 1988.
4. Marklund I, Nooijen B., Grabowski Z., *0+ levels of even nuclei in the rare-earth region*, Nuclear Physics, V.15,p.533-565, 1960

UOT532PASC: 77.22.Ej,64.75Bc,31.70.Dk,61.70Og

THE INFLUENCE OF SOME MONOHYDRIC ALCOHOLS TO AQUEOUS BIPHASIC SYSTEM POLYVINYLPIRROLIDONE-DEXTRAN-WATER

MASIMOV E.,A., HASANOVA X.T., BAGIROVA S.R.

Baku State University

Baku, AZERBAIJAN

masimovspectr@rambler.ru

ABSTRACT

In this paper, we investigated the effects of some monohydric alcohols (methanol, ethanol, propanol) on the phase diagram of the aqueous two-phase system. PVP-dextran-water. It was found that the phase diagram of binodals in the presence of methanol (CH_3OH), ethanol ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) and propanol ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}_2\text{OH}$) the binodals are mixed in the direction of increasing the heterogeneous region of the phase diagram. The results can be explained as follows: The phase forming components of the system, and PVP and the dextran, to some extent structure the water. With the presence of alcohols, their hydroxyl groups entering into a hydrogen bond with water molecules to some extent destroys the structure of water, which leads to an improvement in the compatibility of the phase-forming components.

Keywords: water-two-phase system, dextran, polyvinylpyrrolidone, monohydric alcohols.

BƏZİ BIRATOMLU SPIRTLƏRİN POLIVINILPIRROLIDON-DEKSTRAN-SU İKİFAZALI SİSTEMLƏRƏ TƏSİRİ

XÜLASƏ

İşdə bəzi biratomlu spirtlərin (metanol, etanol, propanol) PVP-Dekstran-su ikifazalı sistemin hal diaqramına təsirinə baxılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, metanolun (CH_3OH), etanolun ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) və propanolun ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}_2\text{OH}$) təsiri ilə ikifazalı PVP-Dekstran-su ikifazalı sisteminin binodal əyrisi homogen oblasta doğru sürüşür, yəni heterogen oblast böyüyür. Alınmış nəticəni belə izah etmək olar: PVP-Dekstran-su ikifazalı sisteminin fazaəəlgətirən komponentləri suyun strukturunu özünəməxsus şəkildə dəyişdirir. Spirtlərin mühitə daxil olması zamanı onların hidrosil qrupları məhluldakı su molekulları ilə hidrogen rabitəsinə girir və suyun strukturunu dağıdır, nəticədə fazaəəlgətirən komponentlərin birgə həll olması asanlaşır.

Açar sözlər: su-ikifazalı sistemlər, dekstan, polivinilpirrolidon, binodal əyrisi, biratomlu spirtlər.

ВЛИЯНИЕ НЕКОТОРЫХ МОНОГИДРИЧЕСКИХ АЛКОГОЛОВ В ВОДНУЮ БИФАЗОВУЮ СИСТЕМУ ПОЛИВИНИЛПИРОЛИДОН-ДЕКСТРАН-ВОДА

РЕЗЮМЕ

В этой работе мы исследовали влияние некоторых одноатомных спиртов (метанол, этанол, пропанол) на фазовую диаграмму водной двухфазной системы. ПВП-декстран-вода. Было обнаружено, что фазовая диаграмма бинодалей в присутствии метанола (CH_3OH), этанола ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) и пропанола ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}_2\text{OH}$) бинодалей смешивается в направлении увеличения гетерогенной области фазовой диаграммы. Результаты можно объяснить следующим образом: Фазообразующие компоненты системы, ПВП и декстран, в некоторой степени структурируют воду. При наличии спиртов их гидроксильные группы, входящие в водородную связь с молекулами воды, в какой-то мере разрушают структура воды, что приводит к улучшению совместимости фазообразующих компонентов.

Ключевые слова: вода-двухфазная система, декстран, поливинилпирролидон, одноатомные спирты.

As is known, when mixing aqueous solutions of two polymers at certain concentrations of components, the mixtures split into two liquid phases. This phenomenon was first observed in [1]. In the future it became known that there are also other pairs of polymers that are thermody-

namically incompatible in one common solvent (water) and above certain concentrations of these polymers the systems are divided into two phases [2]. Studies of water-soluble polymers in a common solvent confirmed that phase separation in polymer mixtures in water is a common phenomenon [3] and the solvent in both phases is water, while its content in each phase can be 70 or more percent, and each of the phases System is enriched with one of the polymers.

For the first time, aqueous two-phase systems formed by two incompatible pairs of polymers were systematically investigated by Albertson, the results of which were presented in the form of a monograph [5]. The method of nonuniform distribution of matter in two-phase aqueous-polymer systems, which was used in [5], allowed separation and purification of biological materials of different nature (proteins, nucleic acids, cellular organelles, viruses, bacteria, etc.).

Recently, aqueous two-phase polymer-water-salt systems have been widely used for separation and purification of various substances and fractionation of high-molecular compounds. As salts use both inorganic and organic salts. Such systems are characterized by a relatively high rate of separation and a significant cheapness of the materials used. The role of the study of aqueous two-phase systems and the method of distribution of substances in such systems has increased significantly after the possibility of this method was demonstrated in [6] for evaluating the relative hydrophobicity of aqueous solutions of various substances, a very important parameter that determines the stratification process and also the possibility of directed control of the separation. The ability of these aqueous two-phase systems (polymer-polymer-water, polymer-salt-water).

According to the recently developed concept of the origin and separation properties, determined by the difference properties of the coexisting phases of the water two-phase systems, the differences in the water structure of the equilibrium phases of the system are.

Since the water in such complex systems is influenced by many factors (temperatures, the nature of the phase-forming components, various additives, the molecular-mass distribution of the polymer component of the system, etc.) to study the influence of these factors, individually or jointly, on the water structure. And, accordingly, on the properties of aqueous two-phase systems is very important for understanding the mechanism of phase separation of the system into two phases and controlling the separation ability of such systems. For the description of aqueous two-phase systems, it is customary to use phase diagrams (binodal curves, line connectors, etc.) of these systems where the ordinate axis contains the content of one polymer (in weight concentrations), the abscissa of the content of another polymer or salt. Of great importance is the study of the influence of various substances on the phase diagrams of aqueous two-phase systems, both from a practical and theoretical standpoint. We have studied the effects of some monohydric alcohols (methanol, ethanol, propanol) on the phase diagram of the aqueous two-phase system PVP-dextran-water). The results are shown in Fig1. As follows from the figures in the presence of methanol (CH_3OH), ethanol ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) and propanol ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}_2\text{OH}$) the binodals are mixed toward the increase in the heterogeneous region of the phase diagram.

The results can be explained as follows: The phase forming components of the system, and PVP and the dextran, to some extent structure the water. With the presence of alcohols, their hydroxyl groups entering into a hydrogen bond with water molecules to some extent destroys the structure of water, which leads to an improvement in the compatibility of the phase-forming components. However, hydrophobic functional groups of alcohols naturally structure water, reducing the exchange frequencies between water molecules. Connected with molecules of alcohols and between bulk water molecules. This process leads to a deterioration in the

compatibility of phase-forming components. The first of these processes, the occurrence of hydrogen bonds between hydroxyl groups of alcohols and water molecules, destroying the structure of water, leads to an improvement in the compatibility of the phase-forming components, and the second process due to the hydrophobic hydration of the non-polar functional groups of alcohols leads to a deterioration in the compatibility of the phase-forming components of the two-phase system. In the competition between these two processes, as shown by the results of the experiments, the influence of hydroxyl groups of alcohols, which first destroys water structures, prevails first, then with the increase in hydrophobic groups of alcohols, the influence of these groups compensates for the effects of OH groups and further exceeds the effects of a single hydroxyl group of alcohols.

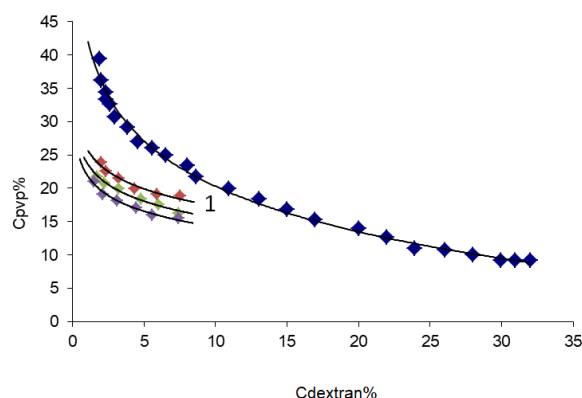


Fig.1. Influences of some alcohols on the phase diagram of the two-phase system PVP-dextran-water (basic binodal, 1-methanol, 2-ethanol, 3-propanol).

REFERENCES

1. Beijeriak M. Ueber Emulsions bilding bei der Vermischung wasseriger lo sungen gewisser gelatinierender Kolloide. *Kolloid-z*, 1910, v7, p.12-16.
2. Albertson P.A. Partition of cell particles and macromolecules, New York: Wiley, 3rd, 1986, 412p. 3. Dobry A., Boyer-Kawenoki F., Phase in in polymer solution // *y. Polym. Sci*, 1947, p.90. 4. Zolotov Yu.A. Zhidkostnaya extraction in systems of aqueous solutions of salt-aqueous solutions of polyethylene glycol. *DAN SSSR*, 1983, T, 273, H1, p.107-110.
5. Albertson P.O. Separation of cell particles and macromolecule. M: Mir, 1974. p.381.
6. Zaslavsky B.Yu., Masimov E.A., Mikheeva L.M. A method for estimating the relative hydrophobicity of aqueous solutions of polymers. *DAN SSSR*, 1981, p. 261, p.669- / 671
7. Zaslavsky B.Y., Masimov E.A., Methods of Analysis of the Relative Hydrophobicity of Biological Solutes. *Topics current Chemistry*. 1988, V. 146, p. 171-202.
8. S.Y. Ojagverdieva. Candidate's dissertation, Baku, 2015

UOT 539.12-17

PACS: 12.15-y, 13.66.Fg, 14.70.Hp, 14.80.Bn.

TWO- AND THREE-BODY DECAYS OF HIGGS-BOSONS IN MSSM

S.K. ABDULLAYEV^a, M.Sh. GOJAYEV^b, E.Sh. OMAROVA^c

^asabdullayev@bsu.edu.az, ^bm_gocayev@mail.ru, ^cemiliya.abdullayeva@inbox.ru

Baku State University,

Baku / AZERBAIJAN

ABSTRACT

In this work we review the results of research on two- and three-particle decay channels Higgs bosons in Minimal Supersymmetric Standard Model: $H(h, A) \rightarrow f\bar{f}$, $H^+ \rightarrow f\bar{f}'$, $H \rightarrow W^-W^+$, $H \rightarrow Z^0Z^0$, $A \rightarrow hZ^0$, $H^\pm \rightarrow hW^\pm$, $H \rightarrow hh$, $H \rightarrow Zf\bar{f}$, $H \rightarrow Wf\bar{f}'$, $H \rightarrow Af\bar{f}$, $A \rightarrow hf\bar{f}$, $H^\pm \rightarrow Hf\bar{f}'$, $H^\pm \rightarrow h(A)f\bar{f}'$, $H^\pm \rightarrow b\bar{b}W^\pm$, $H \rightarrow hb\bar{b}$, $H \rightarrow Z^0Ah$, $A \rightarrow Z^0hh$, $H^\pm \rightarrow W^\pm hh$. Here, $f\bar{f}$ or $f\bar{f}'$ is a pair of fundamental fermions (leptons, quarks). In the framework of the Minimal Supersymmetric Standard Model, taking into account the polarization states of fermions, analytical expressions for the partial width of these decays are obtained, the dependence of the decay width on the Higgs boson mass is studied, and various spin effects associated with fermion polarization are studied.

Keywords: Minimal Supersymmetric Standard Model, Higgs boson, decay width, coupling constant, fermion pair.

MSSM-də HİQQS BOZONLARIN İKİ- VƏ ÜÇ-ZƏRRƏCİKLI ÇEVRİLMƏ KANALLARI

XÜLASƏ

Bu işdə Minimal Super simmetrik Standart Modeldə Hİqqsbazonların iki- və üç-zərrəcikli çevrilmə kanalları tədqiq edilmişdir: $H(h, A) \rightarrow f\bar{f}$, $H^+ \rightarrow f\bar{f}'$, $H \rightarrow W^-W^+$, $H \rightarrow Z^0Z^0$, $A \rightarrow hZ^0$, $H^\pm \rightarrow hW^\pm$, $H \rightarrow hh$, $H \rightarrow Zf\bar{f}$, $H \rightarrow Wf\bar{f}'$, $H \rightarrow Af\bar{f}$, $A \rightarrow hf\bar{f}$, $H^\pm \rightarrow Hf\bar{f}'$, $H^\pm \rightarrow h(A)f\bar{f}'$, $H^\pm \rightarrow b\bar{b}W^\pm$, $H \rightarrow hb\bar{b}$, $H \rightarrow Z^0Ah$, $A \rightarrow Z^0hh$, $H^\pm \rightarrow W^\pm hh$. Burada $f\bar{f}$ və ya $f\bar{f}'$ – fundamental fermion (lepton, kvark) cütüdür. Minimal Supersimmetrik Standart Model çərçivəsində fermionların polyarlaşma halları nəzərə alınmaqla bütün çevrilmə kanallarının enləri üçün analitik ifadələr alınmışdır. Proseslərin çevrilmə enlərinin Hİqqsbazonun kütləsindən asılılıqları öyrənilmiş və fermionların polyarlaşması ilə bağlı müxtəlif spin effektləri tədqiq edilmişdir.

Açar sözlər: Minimal Supersimmetrik Standard Model, Hİqqsboson, çevrilmənin eni, rabitə sabiti, fermion-cütüpair.

ДВУХ- И ТРЕХЧАСТИЧНЫЕ КАНАЛЫ РАСПАДА ХИГГС БОZOHOV B MCCM

PEZIOHE

В настоящей работе приводится обзор результатов исследований по двух-и трехчастичным каналам распада хиггсбозонов в Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели: $H(h, A) \rightarrow f\bar{f}$, $H^+ \rightarrow f\bar{f}'$, $H \rightarrow W^-W^+$, $H \rightarrow Z^0Z^0$, $A \rightarrow hZ^0$, $H^\pm \rightarrow hW^\pm$, $H \rightarrow hh$, $H \rightarrow Zf\bar{f}$, $H \rightarrow Wf\bar{f}'$, $H \rightarrow Af\bar{f}$, $A \rightarrow hf\bar{f}$, $H^\pm \rightarrow Hf\bar{f}'$, $H^\pm \rightarrow h(A)f\bar{f}'$, $H^\pm \rightarrow b\bar{b}W^\pm$, $H \rightarrow hb\bar{b}$, $H \rightarrow Z^0Ah$, $A \rightarrow Z^0hh$, $H^\pm \rightarrow W^\pm hh$. Здесь $f\bar{f}$ или $f\bar{f}'$ – пара фундаментальных фермионов (лептонов, кварков). В рамках Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели с учетом поляризационных состояний фермионов получены аналитические выражения для парциальных ширин указанных распадов, изучена зависимость ширины распадов от массы Хиггс бозонов, а также исследованы различные спиновые эффекты, связанные с поляризациями фермионов.

Ключевые слова: Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель, Хиггс бозон, ширина распада, константа связи, фермионная пара.

1. Введение

Стандартная модель (СМ), основанная на локальной калибровочной симметрии $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, хорошо описывает физику сильных и электрослабых взаимо-

действий кварков, лептонов и калибровочных бозонов [1,2]. При этом кварки являются триплетами, а лептоны – синглетами цветовой группы $SU_c(3)$, левые компоненты кварков и лептонов представляют собой дублеты группы $SU_L(2)$, а правые компоненты – синглеты, и все они обладают гиперзарядом согласно группе $U_Y(1)$. Открытием хиггсовского бозона в 2012 г. коллаборациями ATLAS и CMS [3,4] (см. также обзоры [5-7]) начался новый этап в исследовании свойств фундаментальных взаимодействий. Экспериментально подтвердился механизм генерации масс фундаментальных частиц – механизм спонтанного нарушения локальной калибровочной симметрии Хиггса. Тем самым СМ получила логическое завершение и приобрела статус стандартной теории. В первых же экспериментах, проводимых на Большом Адронном Коллайдере (ЛHC), установлены основные свойства этой частицы. Хиггс-бозон – это скалярная частица со спином ноль, обладающая положительной четностью, массой около 125 ГэВ, взаимодействующей с W^\pm - и Z^0 -бозонами, а также кварками и лептонами с константой, пропорциональной их массам.

Наряду со СМ в литературе широко обсуждается и Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель (МССМ) [8-15]. В этой модели вводится два дублета скалярного поля с противоположными гиперзарядами -1 и $+1$:

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

Чтобы получить физические поля Хиггс бозонов, φ_1 и φ_2 записываются в виде

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

Здесь H_1^0, P_1^0, H_2^0 и P_2^0 – поля, описывающие возбуждения системы относительно вакуумных состояний $\langle \varphi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \nu_1$ и $\langle \varphi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \nu_2$. CP-четные Хиггс бозоны H - и h получаются смешиванием полей H_1^0 и H_2^0 (угол смешивания α):

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

Аналогично, смешивая полей P_1^0 и P_2^0 , а также H_1^\pm и H_2^\pm , получают CP-нечетный Хиггс бозон A и заряженные Хиггс бозоны H^+ и H^- (угол смешивания β):

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

где G^0 и G^\pm – нейтральный и заряженные безмассовые бозоны. Следовательно, после спонтанного нарушения симметрии в МССМ появляются пять хиггсовских частиц: CP-четные h - и H -бозоны, CP-нечетный A -бозон, и заряженные H^\pm -бозоны.

В МССМ хиггсовский сектор характеризуется шестью параметрами $M_h, M_H, M_A, M_{H^\pm}, \alpha$ и β . Из них только два параметра являются свободными, такими параметрами обычно выбирают $\tan \beta$ и M_A .

Массы нейтральных h - и H (заряженных H^\pm)-бозонов выражаются массами M_A и M_Z (M_A и M_W):

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

Углы смешивания полей α и β связаны соотношением:

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

Хиггс бозоны МССМ могут распадаться по различным каналам (см. [12,16] там ссылки на первичные источники). В работах [17-20] нами исследованы некоторые двух- и трехчастичные каналы распада хиггсовских бозонов. Здесь приводятся результаты этих исследований. Рассмотрены следующие каналы распада:

$$H(h, A) \rightarrow f + \bar{f}, H^\pm \rightarrow f + \bar{f}', \quad (1)$$

$$H \rightarrow W^- + W^+, H \rightarrow Z^0 + Z^0, A \rightarrow Z^0 + h, H^\pm \rightarrow W^\pm + h, H \rightarrow h + h, \quad (2)$$

$$H \rightarrow Z^0 + f + \bar{f}, H \rightarrow W^\pm + f + \bar{f}', H \rightarrow A + f + \bar{f}, A \rightarrow h + f + \bar{f},$$

$$H^\pm \rightarrow H(h; A) + f + \bar{f}', \quad (3)$$

$$H \rightarrow h + b + \bar{b}, H^\pm \rightarrow b + \bar{b} + W^\pm, A \rightarrow Z^0 + h + h, H^\pm \rightarrow W^\pm + h + h. \quad (4)$$

Здесь $f\bar{f}$ и $f\bar{f}'$ – фермионная (лептонная или кварковая) пара. Эти каналы распада Хиггс бозонов ранее рассмотрены в ряде работ (см. [12]). Однако в этих работах поляризационные состояния фермионной пары не рассматриваются. Наш анализ показывает, что изучение поляризационных характеристик фермионов в указанных распадах может дать ценную информацию о природе Хиггс бозонов. Нами получены аналитические выражения для ширин приведенных распадов с учетом поляризационных состояний фермионов, изучена зависимость ширины распадов и спиновых асимметрий от массы Хиггс бозонов.

2. Распады $h(H; A) \rightarrow f\bar{f}$ и $H^\pm \rightarrow f\bar{f}'$

Сперва рассмотрим распад нейтральных Хиггс бозонов на фермионную пару. Такой процесс описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис. 1, а (в скобках записаны 4-импульсы частиц).

Согласно МССМ, h и H -бозоны являются СР-четными частицами, а A -бозон СР-нечетной частицей. В связи с этим рассмотрим такой бозон Φ , взаимодействие которого с фермионной парой одновременно содержит СР-четную и нечетную компоненты:

$$M(\Phi \rightarrow f\bar{f}) = g_{\Phi ff} [\bar{u}_f(p_1)(a + b\gamma_5)v_f(p_2)]\Phi(p). \quad (5)$$

Здесь $g_{\Phi ff}$ – константа связи Φ -бозона с фермионной парой, $\Phi(p)$ – нормированная к единице волновая функция Φ -бозона, a и b – некоторые постоянные параметры. При $a=1$ и $b=0$ получим амплитуду распада СР-четных h - и H -бозонов, а при $a=0$ и $b=1$ – амплитуду распада псевдоскалярного бозона A .

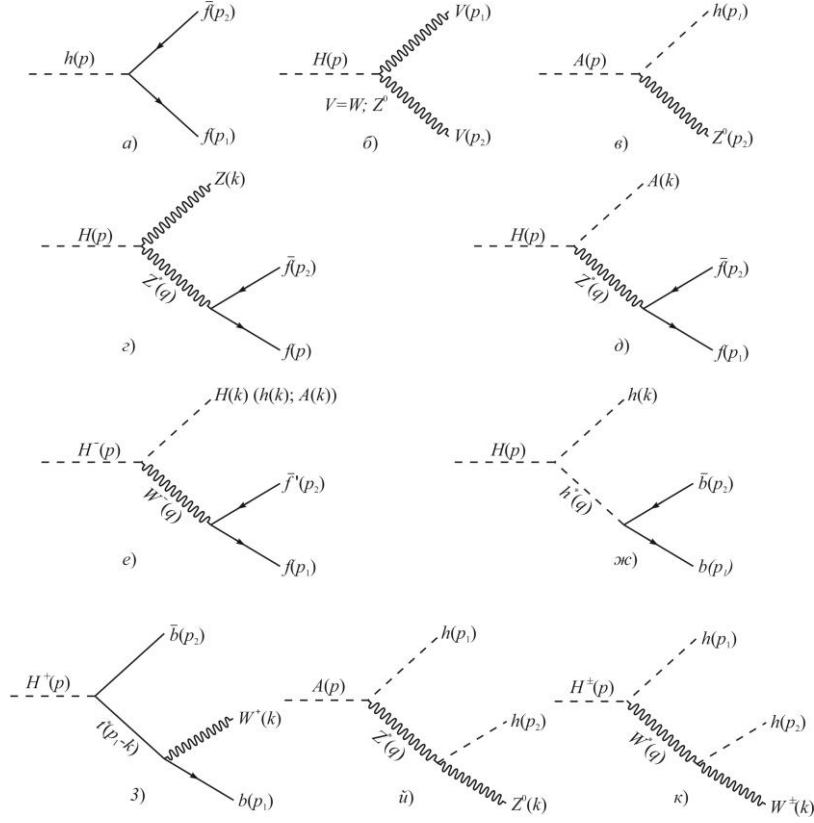


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для различных каналов распада Хиггс бозонов

Ширина распада Φ -бозона на фермионную пару пропорциональна квадрату матричного элемента (5):

$$\frac{d\Gamma(\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2)}{d\Omega} = \frac{\beta_f}{64\pi^2 M_\Phi} |M(\Phi \rightarrow f\bar{f})|^2 = \frac{N_C \beta_f}{128\pi^2} g_{\Phi ff}^2 M_\Phi \{ |a|^2 \beta_f^2 [1 + (\xi_1 \xi_2) - 2(\bar{\eta}_1 \vec{\xi}_1)(\bar{\eta}_2 \vec{\xi}_2)] + \times |b|^2 [1 - (\bar{\xi}_1 \bar{\xi}_2)] + 2\text{Re}(ab^*) \beta_f [(\bar{\eta}_1 \vec{\xi}_1) - (\bar{\eta}_2 \vec{\xi}_2)] + 2\text{Im}(ab^*) \beta_f (\bar{\eta}_1 [\bar{\xi}_1 \bar{\xi}_2]) \}, \quad (6)$$

где N_C – цветовой множитель ($N_C = 1$ при рождении лептонной пары и $N_C = 3$ в случае рождения кварковой пары), m_f и M_Φ – массы фермиона и Φ -бозона, $\beta_f = \sqrt{1 - 4 \frac{m_f^2}{M_\Phi^2}}$ – скорость фермиона, \mathbf{n} – единичный вектор вдоль импульса фермиона, ξ_1 и ξ_2 – единичные векторы, направленные вдоль спинов фермиона и антифермиона в их системах покоя.

Предположим, что фермионная пара поляризована поперечно (η_1 и η_2 – поперечные компоненты спиновых векторов фермионной пары). В этом случае ширина распада $\Phi \rightarrow f + \bar{f}$ равна:

$$\frac{d\Gamma(\bar{\eta}_1, \bar{\eta}_2)}{d\Omega} = \frac{N_C g_{\Phi ff}^2 \beta_f}{128\pi^2} M_\Phi \{ |a|^2 \beta_f^2 (1 + \bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2) + |b|^2 (1 - \bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2) \}. \quad (7)$$

Отсюда следует, что если поперечные поляризации фермионной пары параллельны ($\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2 = 1$), то распад Φ -бозона может происходить только за счет СР-четного взаимодействия:

$$\frac{d\Gamma(\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2 = 1)}{d\Omega} \sim |a|^2 \beta_f^3. \quad (8)$$

Распад же Φ -бозона за счет CP-нечетного взаимодействия может происходить только при антипараллельных поперечных поляризациях фермионной пары ($\vec{\eta}_1 \vec{\eta}_2 = -1$):

$$\frac{d\Gamma(\vec{\eta}_1 \vec{\eta}_2 = -1)}{d\Omega} \sim |b|^2 \beta_f. \quad (9)$$

Если поперечные векторы поляризаций фермионной пары $\vec{\eta}_1$ и $\vec{\eta}_2$ составляют угол φ , то ширина распада $\Phi \rightarrow f + \bar{f}$ примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(\vec{\eta}_1, \vec{\eta}_2)}{d\Omega} &= \frac{N_C \beta_f}{128\pi^2} g_{\Phi ff}^2 M_\Phi \times \\ &\times \{|a|^2 \beta_f^2 (1 + \eta_1 \eta_2 \cos \varphi) + |b|^2 (1 - \eta_1 \eta_2 \cos \varphi) + 2\text{Im}(ab^*) \beta_f \eta_1 \eta_2 \sin \varphi\}. \end{aligned} \quad (10)$$

При этом могут возникать двух видов поперечных спиновых асимметрий:

$$A_1 = \frac{1}{\eta_1 \eta_2} \frac{\frac{d\Gamma(\varphi = \pi/2)}{d\Omega} - \frac{d\Gamma(\varphi = -\pi/2)}{d\Omega}}{\frac{d\Gamma(\varphi = \pi/2)}{d\Omega} + \frac{d\Gamma(\varphi = -\pi/2)}{d\Omega}} = \frac{2\text{Im}(ab^*)}{|a|^2 + |b|^2}, \quad (11)$$

$$A_2 = \frac{1}{\eta_1 \eta_2} \frac{d\Gamma(\varphi = 0)/d\Omega - d\Gamma(\varphi = \pi)/d\Omega}{d\Gamma(\varphi = 0)/d\Omega + d\Gamma(\varphi = \pi)/d\Omega} = \frac{|a|^2 - |b|^2}{|a|^2 + |b|^2}. \quad (12)$$

Поперечная спиновая асимметрия A_1 отличается от нуля только в том случае, когда Φ -бозон является смесью CP-четного и нечетного состояний и эта асимметрия может достичь значений порядка 1, если параметры a и b одного порядка. Для чистого CP-состояния один из параметров a и b равен нулю, тогда поперечная спиновая асимметрия A_2 будет равна либо +1, либо же -1 в зависимости от того, является ли Хиггс бозон CP-четной или CP-нечетной частицей.

Теперь предположим, что фермионная пара поляризована продольно (λ_1 и λ_2 – спиральности фермиона и антифермиона).

Ширина распада равна:

$$\Gamma(\lambda_1 \lambda_2) = \frac{N_C \beta_f}{32\pi} g_{\Phi ff}^2 M_\Phi \{|a|^2 \beta_f^2 + |b|^2\} (1 + \lambda_1 \lambda_2) + 2\text{Re}(ab^*) \beta_f (\lambda_1 + \lambda_2). \quad (13)$$

Определим степень продольной поляризации фермиона в распаде $\Phi \rightarrow f + \bar{f}$:

$$P_f = \frac{\Gamma(\lambda_1 = 1) - \Gamma(\lambda_1 = -1)}{\Gamma(\lambda_1 = 1) + \Gamma(\lambda_1 = -1)} = \frac{2\text{Re}(ab^*) \beta_f}{|a|^2 \beta_f^2 + |b|^2}. \quad (14)$$

Как видно, степень продольной поляризации фермиона, как и поперечные спиновые асимметрии A_1 и A_2 , является источником информации об интерференции CP – четной и CP-нечетной амплитуд в распаде $\Phi \rightarrow f + \bar{f}$.

Полная ширина распада $\Phi \rightarrow f + \bar{f}$, суммированная по спиновым состояниям фермионной пары, определяется выражением:

$$\Gamma(\Phi \rightarrow f \bar{f}) = \frac{N_C \beta_f}{8\pi} M_\Phi g_{\Phi ff}^2 [|a|^2 \beta_f^2 + |b|^2]. \quad (15)$$

Константы связи H_{SM} -, h -, H - и A -бозонов с фермионной парой приведены в [1, 12].

На рис. 2 представлена зависимость ширины распадов $\Gamma(H \rightarrow t\bar{t})$ и $\Gamma(A \rightarrow t\bar{t})$ от массы Хиггс бозона при значении параметра $\text{tg}\beta = 3$ и $m_t = 173,2$ ГэВ. С ростом массы Хиггс бозона ширины распадов $H \rightarrow t\bar{t}$ и $A \rightarrow t\bar{t}$ увеличиваются. Кроме того, ширина распада $A \rightarrow t\bar{t}$ преобладает над шириной распада $H \rightarrow t\bar{t}$.

Заряженный Хиггс бозон может распадаться на лептонную пару $H^+ \rightarrow l^+ + \nu_l$ ($H^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l$) или кварковую пару $H^+ \rightarrow t + \bar{b}$ ($H^- \rightarrow b + \bar{t}$).

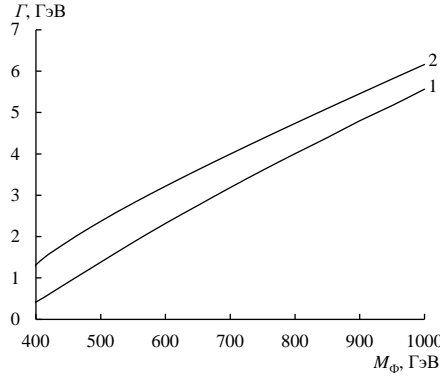


Рис. 2. Зависимость ширины распадов $H \rightarrow t\bar{t}$ (кривая 1) и $A \rightarrow t\bar{t}$ (кривая 2) от массы M_ϕ

Матричный элемент распада $H^+ \rightarrow f + \bar{f}'$ может быть представлен в виде:

$$M(H^+ \rightarrow f\bar{f}') = -\frac{U_{ff'}}{\sqrt{2}\eta} \bar{u}_f(p_1) [m_f \text{ctg}\beta (1 + \gamma_5) + m_{f'} \text{tg}\beta (1 - \gamma_5)] v_{f'}(p_2) H^+(p). \quad (16)$$

Здесь в случае рождения кварковой пары ($f\bar{f}' = q\bar{q}'$) $U_{ff'}$ является элементом матрицы Кобаяши-Маскавы, а при рождении лептонной пары $U_{ff'} = 1$.

Для ширины распада Хиггс бозона на поляризованную фермионную пару $H^+ \rightarrow f + \bar{f}'$ получено следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(\bar{\xi}_1 \bar{\xi}_2)}{d\Omega} &= \frac{|U_{ff'}|^2 N_C}{128\pi^2 \eta^2} M_{H^+} \sqrt{(1-r_f-r_{f'})^2 - 4r_f r_{f'}} \{ [m_f^2 \text{ctg}^2 \beta + m_{f'}^2 \text{tg}^2 \beta] \times \\ &\times [1 - r_f - r_{f'} - 2\sqrt{r_f r_{f'}} (\bar{\xi}_1 \bar{\xi}_2) - (x_1 - 2r_f - 2\sqrt{r_f r_{f'}}) (\bar{n} \bar{\xi}_1) (\bar{n} \bar{\xi}_2)] + [m_f^2 \text{ctg}^2 \beta - m_{f'}^2 \text{tg}^2 \beta] \times \\ &\times \sqrt{x_1^2 - 4r_f} [(\bar{n} \bar{\xi}_1) - (\bar{n} \bar{\xi}_2)] - 4m_f m_{f'} \sqrt{r_f r_{f'}} + (1 - r_f - r_{f'}) [2m_f m_{f'} (\bar{\xi}_1 \bar{\xi}_2) + \\ &+ (x_1 M_{H^+}^2 - 2m_f^2 - 2m_f m_{f'}) (\bar{n} \bar{\xi}_1) (\bar{n} \bar{\xi}_2)] - M_{H^+}^2 (x_1 - 4r_f) (\bar{n} \bar{\xi}_1) (\bar{n} \bar{\xi}_2) \}. \quad (17) \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения:

$$x_1 = \frac{2E_f}{M_{H^+}}, \quad r_f = \frac{m_f^2}{M_{H^+}^2}, \quad r_{f'} = \frac{m_{f'}^2}{M_{H^+}^2}.$$

В случае рождения поперечно поляризованной фермионной пары ширина распада примет вид:

$$\frac{d\Gamma(\eta_1\eta_2)}{d\Omega} = \frac{|U_{ff'}|^2 N_C}{128\pi^2 \eta^2} M_{H^+} \sqrt{(1-r_f-r_{f'})^2 - 4r_f r_{f'}} \{ [m_f^2 \text{ctg}^2 \beta + m_{f'}^2 \text{tg}^2 \beta] \times \\ \times [1-r_f-r_{f'} - 2\sqrt{r_f r_{f'}} (\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2)] - 4m_f m_{f'} \sqrt{r_f r_{f'}} + 2m_f m_{f'} (1-r_f-r_{f'}) (\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2) \}. \quad (18)$$

Определим поперечную спиновую асимметрию в распаде $H^+ \rightarrow f + \bar{f}'$ соотношением

$$A = \frac{d\Gamma(\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2 = 1)/d\Omega - d\Gamma(\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2 = -1)/d\Omega}{d\Gamma(\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2 = 1)/d\Omega + d\Gamma(\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2 = -1)/d\Omega} = \frac{2\sqrt{r_f r_{f'}} (1-r_f-r_{f'} - r_f \text{ctg}^2 \beta - r_{f'} \text{tg}^2 \beta)}{[1-r_f-r_{f'}] \cdot [r_f \text{ctg}^2 \beta + r_{f'} \text{tg}^2 \beta] - 4r_f r_{f'}}. \quad (19)$$

На рис. 3, а приведена зависимость поперечной спиновой асимметрии (19) от массы Хиггс бозона в распаде $H^+ \rightarrow t + \bar{b}$ при $\text{tg}\beta = 3$.

При рождении продольно поляризованной фермионной пары ширина распада $H^+ \rightarrow f + \bar{f}'$ выражается формулой

$$\Gamma(\lambda_1 \lambda_2) = \frac{|U_{ff'}|^2 N_C}{32\pi \eta^2} M_{H^+} \sqrt{(1-r_f-r_{f'})^2 - 4r_f r_{f'}} \{ [m_f^2 \text{ctg}^2 \beta + m_{f'}^2 \text{tg}^2 \beta] \times \\ \times [1-r_f-r_{f'} - (x_1 - 2r_f)(\lambda_1 \lambda_2)] + [m_f^2 \text{ctg}^2 \beta - m_{f'}^2 \text{tg}^2 \beta] \times \\ \times \sqrt{x_1^2 - 4r_f} (\lambda_1 + \lambda_2) - 4m_f m_{f'} \sqrt{r_f r_{f'}} + (1-r_f-r_{f'})(x_1 M_{H^+}^2 - 2m_{f'}^2) \lambda_1 \lambda_2 \}. \quad (20)$$

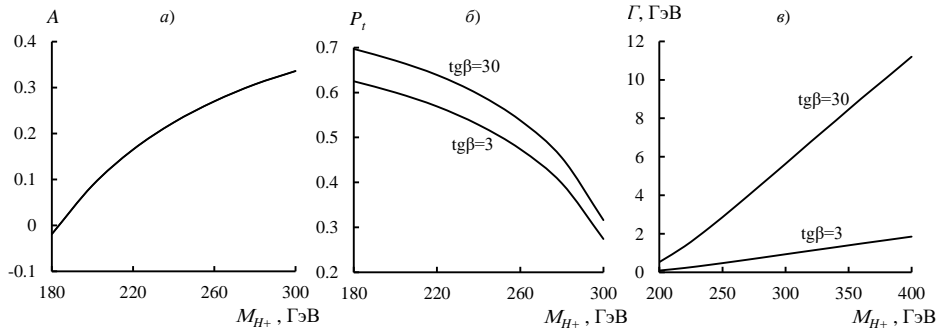


Рис. 3. Зависимость: а) поперечной спиновой асимметрии; б) степени продольной поляризации; в) ширины распада $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ от массы M_{H^+}

Определим степени продольной поляризации t -кварка в распаде $H^+ \rightarrow t + \bar{b}$ по формуле (по поляризациям b -кварка суммированы)

$$P_t = \frac{\Gamma(\lambda_1 = 1) - \Gamma(\lambda_1 = -1)}{\Gamma(\lambda_1 = 1) + \Gamma(\lambda_1 = -1)} = \frac{[r_t \text{ctg}^2 \beta - r_b \text{tg}^2 \beta] \sqrt{(1-r_t-r_b)^2 - 4r_t}}{[r_t \text{ctg}^2 \beta - r_b \text{tg}^2 \beta] (1-r_t-r_b)^2 - 4r_t r_b}. \quad (21)$$

На рис.3, б иллюстрирована зависимость степени продольной поляризации t -кварка в распаде $H^+ \rightarrow t + \bar{b}$ от массы Хиггс бозона при $\text{tg}\beta = 3$ и $\text{tg}\beta = 30$.

Отметим, что пользуясь детектором ATLAS в процессе рождения $t\bar{t}$ -кварковой пары в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ измерена степень продольной поляризации t -кварка [21].

Полная ширина распада $H^+ \rightarrow t\bar{b}$, суммированная по поляризионным состояниям кварков, равна:

$$\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b}) = \frac{|U_{tb}|^2 N_C}{8\pi\eta^2} M_{H^+} \sqrt{(1-r_t-r_b)^2 - 4r_t r_b} \times \\ \times [(m_t^2 \text{ctg}^2 \beta + m_b^2 \text{tg}^2 \beta)(1-r_t-r_b) - 4m_t m_b \sqrt{r_t r_b}]. \quad (22)$$

Рис.3, в иллюстрирует зависимость полной ширины распада $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ от массы Хиггс бозона M_{H^+} при $\text{tg}\beta = 3$ и $\text{tg}\beta = 30$.

3. Распады $H \rightarrow W^-W^+$, $H \rightarrow Z^0Z^0$, $A \rightarrow Z^0h$, $H^\pm \rightarrow W^\pm h$, $H \rightarrow hh$

Сперва рассмотрим распад тяжелого Хиггс бозона H на калибровочные бозоны W^-W^+ (Z^0Z^0). Этот процесс описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис. 1, б. Этой диаграмме соответствует амплитуда:

$$M(H \rightarrow VV) = ig_{HVV} H(p) \cdot U_\mu^*(p_1) \cdot U_\nu^*(p_2) g_{\mu\nu}, \quad (23)$$

где g_{HVV} – константа связи Хиггс бозона H с калибровочными VV -бозонами, $U_\mu^*(p_1)$ и $U_\nu^*(p_2)$ – 4-векторы поляризаций калибровочных W^-W^+ (Z^0Z^0)-бозонов.

Для ширины распада $H \rightarrow V + V$, просуммированная по поляризационным состояниям векторных бозонов, получено выражение

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_F M_H^3}{8\sqrt{2}\pi} \cdot \cos^2(\beta - \alpha)(1 - 4r_V + 12r_V^2) \sqrt{1 - 4r_V} \cdot \delta_V. \quad (24)$$

Здесь введено обозначение $r_V = (M_V/M_H)^2$ и $\delta_W = 1$ в случае рождения заряженных W^-W^+ -бозонов, $\delta_Z = 1/2$ при рождении нейтральных Z^0 -бозонов.

На рис.4, а представлена зависимость ширины распадов $H \rightarrow W^-W^+$ и $H \rightarrow Z^0Z^0$ от массы Хиггс бозона M_H при $\text{tg}\beta = 3$ и $M_W = 80,425$ ГэВ, и $M_Z = 91,1875$ ГэВ. Как видно, с ростом массы Хиггс бозона ширины распадов монотонно увеличивается, ширина распада $\Gamma(H \rightarrow W^-W^+)$ преобладает над шириной распада $\Gamma(H \rightarrow Z^0Z^0)$.

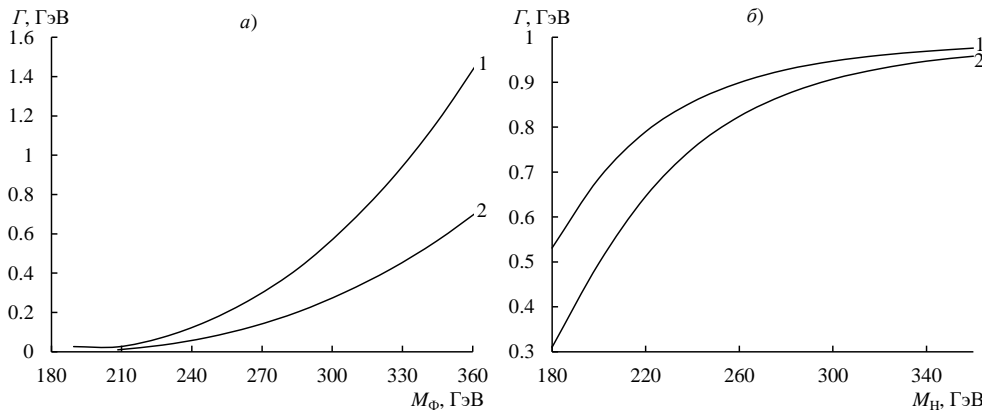


Рис. 4. Зависимость: а) ширины распадов $\Gamma(H \rightarrow W^-W^+)$ (кривая 1) и $\Gamma(H \rightarrow Z^0Z^0)$ (кривая 2); б) отношений $\Gamma(H \rightarrow W_L^-W_L^+) / \Gamma(H \rightarrow W^-W^+)$ (кривая 1)

Ширина распада Хиггс бозона на пару продольно поляризованных векторных бозонов дается формулой

$$\Gamma(H \rightarrow V_L V_L) = \frac{G_F M_H^3}{8\sqrt{2}\pi} \cos^2(\beta - \alpha) (1 - 4r_V + 4r_V^2) \sqrt{1 - 4r_V} \delta_V. \quad (25)$$

Рассмотрим отношение ширины распадов

$$\frac{\Gamma(H \rightarrow V_L V_L)}{\Gamma(H \rightarrow VV)} = \frac{1 - 4r_V + 4r_V^2}{1 - 4r_V + 12r_V^2}. \quad (26)$$

Рис.4, б иллюстрирует зависимость отношения $\Gamma(H \rightarrow V_L V_L)/\Gamma(H \rightarrow VV)$ от массы M_H . Как видно, с ростом массы M_H данное отношение увеличивается и при больших M_H приближается к 1.

Фейнмановская диаграмма распада псевдоскалярного A -бозона на векторный Z^0 -бозон и скалярный h -бозон приведена на рис.1,б и этой диаграмме соответствует амплитуда

$$M(A \rightarrow Z^0 h) = ig_{AZh} A(p) \cdot h^*(p_1) \cdot U_\mu^*(p_2) R_\mu, \quad (27)$$

где g_{AZh} – константа связи, $R_\mu = (p + p_1)_\mu$ – сумма 4-импульсов A и h -бозонов. На основе матричного элемента (27) для ширины распада $A \rightarrow Z^0 + h$ получено выражение:

$$\Gamma(A \rightarrow Z^0 h) = \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi M_A^3} \cos^2(\beta - \alpha) [(M_A^2 - M_Z^2 - M_h^2)^2 - 4M_Z^2 M_h^2]^{3/2}. \quad (28)$$

Для ширины распада $H^\pm \rightarrow W^\pm + h$ получено выражение

$$\Gamma(H^\pm \rightarrow W^\pm h) = \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi M_{H^\pm}^3} \cos^2(\beta - \alpha) [(M_{H^\pm}^2 - M_h^2 - M_W^2)^2 - 4M_W^2 M_h^2]^{3/2}. \quad (29)$$

Одним из возможных каналов распада тяжелого Хиггс бозона является распад его на два легких h -бозон: $H \rightarrow h + h$.

Ширина распада этого процесса равна:

$$\Gamma(H \rightarrow hh) = \frac{G_F}{16\sqrt{2}\pi} \frac{M_Z^4}{M_H} \sqrt{1 - 4r_h} \cdot g_{Hhh}^2. \quad (30)$$

4. Распады $H \rightarrow Z^0 f \bar{f}$, $H \rightarrow W^\pm f \bar{f}'$, $H \rightarrow A f \bar{f}$, $A \rightarrow h f \bar{f}$, $H^\pm \rightarrow H(h; A) f \bar{f}'$

Если масса Хиггс бозона M_H меньше, чем суммы масс калибровочных бозонов ($M_H < 2M_Z$, $M_H < 2M_W$), то распады $H \rightarrow Z + Z$ и $H \rightarrow W^- + W^+$ запрещены законами сохранения энергии и импульса. Однако, H -бозон может распадаться по каналам $H \rightarrow Z + Z^* \rightarrow Z + f + \bar{f}$, $H \rightarrow W + W^* \rightarrow W + f + \bar{f}'$ где Z^* и W^* – виртуальные бозоны. Сперва рассмотрим распад тяжелого H -бозона на калибровочный Z^0 -бозон и фермионную пару $f \bar{f}$. Этот процесс описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис. 1, г. Этой диаграмме соответствует следующий матричный элемент (массами фермионов пренебрегается, при этом фермионный слабый ток сохраняется):

$$M(H \rightarrow Z f \bar{f}) = ig_{HZZ} \cdot \frac{(\sqrt{2}G_F)^{1/2} M_Z}{q^2 - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} \cdot U_\mu^*(k) \cdot H(p) \times$$

$$\times \bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_\mu [g_L(f)(1 + \gamma_5) + g_R(f)(1 - \gamma_5)] v(p_2, \lambda_2), \quad (31)$$

где g_{HZZ} – константа связи,

$$g_L(f) = I_3(f) - Q_f x_W, \quad g_R(f) = -Q_f x_W$$

– левая и правая константы связи фермионной пары с Z -бозоном, $q = p_1 + p_2 = p - k$ – 4-импульс виртуального Z^* -бозона.

При высоких энергиях процессу $H \rightarrow Z + f + \bar{f}$ соответствует две спиральные амплитуды, описывающие процессы $H \rightarrow Z + f_L + \bar{f}_R, H \rightarrow Z + f_R + \bar{f}_L$.

Для энергетического распределения фермионной пары в спиральном процессе $H \rightarrow Z + f_L + \bar{f}_R$ (распределение Далицы) получена формула

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow Z f_L \bar{f}_R)}{dx_1 dx_2} = \frac{G_F^2 M_Z^4}{16\pi^3} M_H \cos^2(\beta - \alpha) \frac{N_C g_L^2(f)}{(1 - x_1 - x_2)^2 + r_Z \gamma_Z} \times \\ \times [(1 - x_1)(1 - x_2) + r_Z(2(x_1 + x_2 + r_Z) - 3)], \quad (32)$$

$$x_i = \frac{2E_i}{M_H}, \quad r_Z = \left(\frac{M_Z}{M_H} \right)^2, \quad \gamma_Z = \left(\frac{\Gamma_Z}{M_H} \right)^2.$$

Аналогично, для спирального процесса $H \rightarrow Z + f_R + \bar{f}_L$ имеем распределение:

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow Z f_R \bar{f}_L)}{dx_1 dx_2} = \frac{G_F^2 M_Z^4}{16\pi^3} M_H \cos^2(\beta - \alpha) \frac{N_C g_R^2(f)}{(1 - x_1 - x_2)^2 + r_Z \gamma_Z} \times \\ \times [(1 - x_1)(1 - x_2) + r_Z(2(x_1 + x_2 + r_Z) - 3)]. \quad (33)$$

Эти распределения можем объединить в одной формуле:

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow Z f \bar{f})}{dx_1 dx_2} = \frac{G_F^2 M_Z^4}{64\pi^3} M_H \cos^2(\beta - \alpha) \frac{N_C}{(1 - x_1 - x_2)^2 + r_Z \gamma_Z} \times \\ \times [g_L^2(f)(1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2) + g_R^2(f)(1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)] \times \\ \times [(1 - x_1)(1 - x_2) + r_Z(2(x_1 + x_2 + r_Z) - 3)]. \quad (34)$$

На основе этой формулы мы можем определить степень продольной поляризации фермиона стандартным образом:

$$P_f = \frac{g_R^2(f) - g_L^2(f)}{g_R^2(f) + g_L^2(f)}. \quad (35)$$

Степень продольной поляризации (35) зависит только от рода фермиона и от параметра Вайнберга x_W . При рождении нейтринной пары $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu (\nu_\tau \bar{\nu}_\tau, \nu_e \bar{\nu}_e)$ $I_3(\nu_\mu) = 1/2$, $Q_{\nu_\mu} = 0$ и степень продольной поляризации равна -1 , что связано с левой поляризованностью нейтрино. В случае рождения лептонной пары $\mu^- \mu^+ (\tau^- \tau^+, e^- e^+)$ $I_3(\mu^-) = -1/2$, $Q_\mu = -1$ и степень продольной поляризации мюона при значении параметра Вайнберга $x_W = 0,232$ равна: $P_f(\mu^-) = -0,14$. В процессах рождения $u\bar{u}, c\bar{c} (d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b})$ кварков степень продольной поляризации составляет $-0,66$ ($-0,94$).

Ширина распада, суммированная по спиральным состояниям фермионной пары, определяется выражением

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow Zf\bar{f})}{dx_1 dx_2} = \frac{G_F^2 M_Z^4}{16\pi^3} M_H \cos^2(\beta - \alpha) \frac{N_C}{(1-x_1-x_2)^2 + r_Z \gamma_Z} \times \\ \times [g_L^2(f) + g_R^2(f)] \cdot [(1-x_1)(1-x_2) + r_Z(2(x_1+x_2+r_Z)-3)]. \quad (36)$$

Отметим, что фундаментальными фермионами являются $f = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, e^-, \mu^-, \tau^-, u, d, s, c$ и b (рождение Z -бозона и t -кварковой пары возможно только при $M_H \geq M_Z + 2m_t \cong 438$ ГэВ). Чтобы найти полную ширину распада H -бозона по всем возможным каналам $H \rightarrow Z + f + \bar{f}$, необходимо найти сумму $\sum_f N_C [g_L^2(f) + g_R^2(f)]$ по всем фермионам:

$$\sum_f N_C [g_L^2(f) + g_R^2(f)] = 3 \left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right).$$

Тогда для распределения Далицы при распаде Хиггс бозона по всевозможным каналам по схеме $H \rightarrow Z + Z^*$ имеем выражение

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)}{dx_1 dx_2} = \frac{3G_F^2 M_Z^4}{16\pi^3} M_H \cos^2(\beta - \alpha) \frac{\left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right)}{(1-x_1-x_2)^2 + r_Z \gamma_Z} \times \\ \times [(1-x_1)(1-x_2) + r_Z(2(x_1+x_2+r_Z)-3)]. \quad (37)$$

Границами интегрирования переменных x_1 и x_2 являются

$$1 - x_2 - r_Z < x_1 < 1 - \frac{r_Z}{1-x_2}, \quad 0 < x_2 < 1 - r_Z$$

и мы можем выполнить эти интегрирования аналитически:

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ^*) = \frac{3G_F^2 M_Z^4}{16\pi^3} M_H \cos^2(\beta - \alpha) \left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right) R(r_Z). \quad (38)$$

Здесь введена функция

$$R(r_Z) = \frac{1-8r_Z+20r_Z^2}{\sqrt{4r_Z-1}} \arccos\left(\frac{3r_Z-1}{2r_Z\sqrt{r_Z}}\right) - \frac{1}{2}(1-6r_Z+4r_Z^2) \ln r_Z - \frac{1-r_Z}{6r_Z}(2-13r_Z+47r_Z^2). \quad (39)$$

На рис.5, а представлена зависимость ширины распада $\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)$ от массы Хиггс бозона M_H при параметре $\text{tg}\beta = 3$. Как видно из рисунка, с увеличением массы Хиггс бозона M_H ширина распада сперва увеличивается и достигает максимума вблизи $M_H = 153$ ГэВ, дальнейшее увеличение массы Хиггс бозона приводит к спаду ширины распада.

Теперь рассмотрим распад Хиггс бозона по каналу $H \rightarrow W^- + W^{+*} \rightarrow W^- + f + \bar{f}'$, где $f = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, u, c$, а $\bar{f}' = e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$.

Существует и другой канал распада Хиггс бозона по схеме $H \rightarrow W^+ + W^{*-} \rightarrow W^+ + \bar{f} + f'$. Общая вероятность всевозможных распадов по схеме $H \rightarrow W + W^*$ равна (по спиральностям фермионной пары суммированы):

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow WW^*)}{dx_1 dx_2} = \frac{9}{16\pi^3} \frac{G_F^2 M_W^4 M_H \cos^2(\beta - \alpha)}{(1 - x_1 - x_2)^2 + r_W \gamma_W} [(1 - x_1)(1 - x_2) + r_W(2(x_1 + x_2 + r_W) - 3)], \quad (40)$$

$$\text{здесь } r_W = \left(\frac{M_W}{M_H}\right)^2, \quad \gamma_W = \left(\frac{\Gamma_W}{M_H}\right)^2.$$

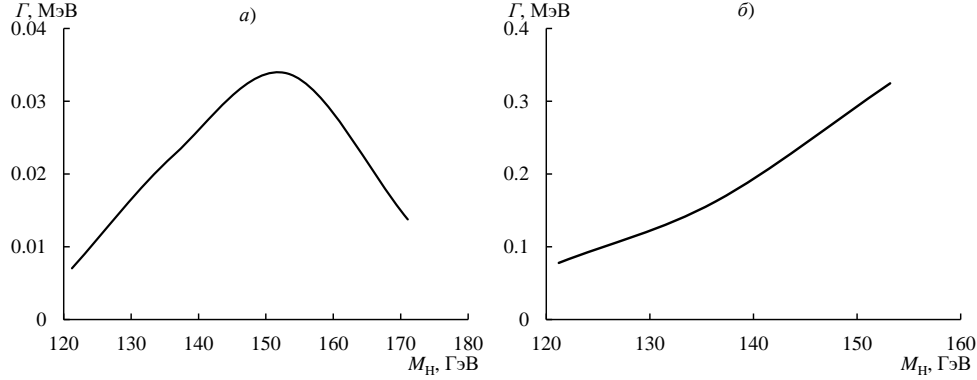


Рис. 5. Зависимость ширины распадов $\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)$ (а) и $\Gamma(H \rightarrow WW^*)$ (б) от массы M_H

Полная ширина распада $H \rightarrow W + W^*$, интегрированная по переменным x_1 и x_2 , имеет вид (при $\Gamma_W \rightarrow 0$):

$$\Gamma(H \rightarrow WW^*) = \frac{9}{16\pi^3} G_F^2 M_W^4 M_H \cos^2(\beta - \alpha) R(r_W), \quad (41)$$

где $R(r_W)$ определяется выражением (39) с заменой $r_Z \rightarrow r_W$.

На рис.5, б показана зависимость ширины распада $\Gamma(H \rightarrow WW^*)$ от массы M_H при параметре $\text{tg}\beta = 3$ и $M_W = 80,425$ ГэВ. С увеличением массы Хиггс бозона ширина его распада по каналу $H \rightarrow W + W^*$ увеличивается.

Распаду $H \rightarrow A + Z^*$ соответствует фейнмановская диаграмма, приведенная на рис.1, д.

Ширина распада Хиггс бозона по всевозможным каналам по схеме $H \rightarrow A + Z^*$ имеет выражение

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow AZ^*)}{dx_1 dx_2} = \frac{3G_F^2 M_Z^4 M_H}{8\pi^3} \sin^2(\alpha - \beta) \cdot \left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right) \times \\ \times \frac{(1 - x_1)(1 - x_2) - r_A}{(1 - x_1 - x_2 - r_A + r_Z)^2 + r_Z \gamma_Z}. \quad (42)$$

В результате интегрирования плотности распределения Далицы (42) по энергиям x_1 и x_2 в пределах

$$1 - x_2 - r_A < x_1 < 1 - \frac{r_A}{1 - x_2}, \quad 0 < x_2 < 1 - r_A,$$

для полной ширины распада получена формула (при $\Gamma_Z = 0$)

$$\Gamma(H \rightarrow AZ^*) = \frac{3G_F^2 M_Z^4 M_H}{32\pi^3} \sin^2(\alpha - \beta) \cdot \left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right) \cdot F_{AZ}. \quad (43)$$

Здесь

$$F_{AZ} = 2(-1+r_Z-r_A)\sqrt{\lambda_{AZ}} \left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \left(\frac{r_Z(1-r_Z+r_A)-\lambda_{AZ}}{(1-r_A)\sqrt{\lambda_{AZ}}} \right) \right] +$$

$$+(\lambda_{AZ}-2r_A)\ln r_A + \frac{1}{3}(1-r_A) \left[5(1+r_A) - 4r_Z - \frac{2}{r_Z}\lambda_{AZ} \right], \quad (44)$$

$$\lambda_{AZ} = -1 + 2r_A + 2r_Z - (r_A - r_Z)^2. \quad (45)$$

Диаграмма распада $A \rightarrow hZ^* \rightarrow h + f + \bar{f}$ аналогична диаграмме Фейнмана, приведенной на рис.1, д и ей соответствует ширина распада

$$\frac{d\Gamma(A \rightarrow hf\bar{f})}{dx_1 dx_2} = \frac{N_C G_F^2 M_Z^4 M_A}{32\pi^3} \cdot \cos^2(\beta - \alpha) \cdot \frac{(1-x_1)(1-x_2) - r_h}{(1-x_1-x_2-r_h+r_Z)^2 + r_Z\gamma_Z} \times$$

$$\times [g_L^2(f)(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^2(f)(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)]. \quad (46)$$

Полная ширина распада $\Gamma(A \rightarrow hZ^*)$ по всевозможным каналам и интегрированная по переменным x_1 и x_2 , дается формулой

$$\Gamma(A \rightarrow hZ^*) = \frac{3G_F^2 M_Z^4 M_A}{32\pi^3} \cos^2(\beta - \alpha) \cdot \left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3}x_W + \frac{40}{9}x_W^2 \right) \cdot F_{hZ}, \quad (47)$$

где F_{hZ} получается от выражения F_{AZ} (44) заменой r_A на r_h .

На рис.6, а представлена зависимость ширины распада $\Gamma(A \rightarrow hZ^*)$ от массы A -бозона M_A .

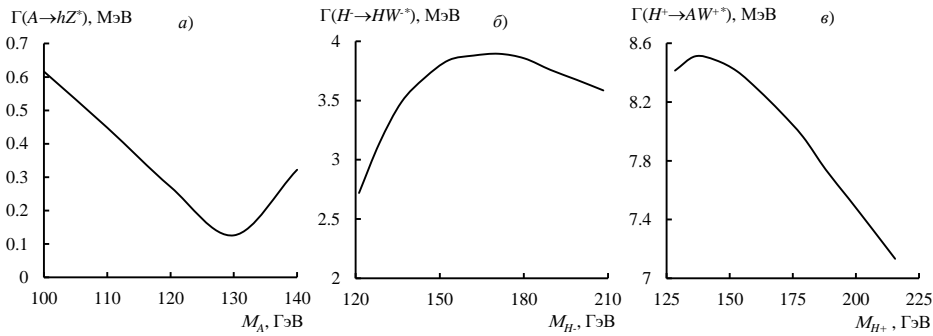


Рис. 6. Зависимость ширины распадов: а) $A \rightarrow hZ^*$ от массы M_A ; б) $H^- \rightarrow HW^{*-}$ от массы M_{H^-} ; в) $H^+ \rightarrow AW^{*+}$ от массы M_{H^+}

Заряженный H^\pm -бозон может распадаться на нейтральный $H(h, A)$ -бозон и фермионную пару по схеме $H^\pm \rightarrow H(h, A) + W^{\pm*} \rightarrow H(h, A) + f + \bar{f}'$. Диаграмма Фейнмана этого распада приведена на рис.1, е.

Плотность распределения Далицы для данного распада имеет вид:

$$\frac{d\Gamma(H^- \rightarrow Hf\bar{f}')}{dx_1 dx_2} = \frac{N_C G_F^2 M_W^4}{32\pi^3} \sin^2(\beta - \alpha) M_{H^-} (1-\lambda_1)(1+\lambda_2) |U_{ff'}|^2 \times$$

$$\times \frac{(1-x_1)(1-x_2) - r_H}{(1-x_1-x_2-r_H+r_W)^2 + r_W\gamma_W}. \quad (48)$$

Из этой формулы следует, что в распаде $H^- \rightarrow Hf\bar{f}'$ фермион рождается левой ($\lambda_1 = -1$), а антифермион правой ($\lambda_2 = +1$) спиральностью. Это является основным свойством заряженных слабых токов.

Суммируя выражение $\sum_{ff'} N_C |U_{ff'}|^2$ по всевозможным фермионным парам ($e^- \bar{\nu}_e, \mu^- \bar{\nu}_\mu, \tau^- \bar{\nu}_\tau, d\bar{u}, s\bar{u}, b\bar{u}, d\bar{c}, s\bar{c}$ и $b\bar{c}$), для дифференциальной ширины распада имеем выражение (по спиральностям фермионной пары суммированы):

$$\frac{d\Gamma(H^- \rightarrow HW^{*-})}{dx_1 dx_2} = \frac{9G_F^2 M_W^4}{8\pi^3} \sin^2(\beta - \alpha) M_{H^-} \cdot \frac{(1-x_1)(1-x_2) - r_H}{(1-x_1-x_2-r_H+r_W)^2 + r_W \gamma_W}. \quad (49)$$

Полная ширина распада $H^- \rightarrow H + W^{*-}$, интегрированная по скейлинговым энергиям фермионной пары x_1 и x_2 , дается выражением (при $\Gamma_W \rightarrow 0$):

$$\Gamma(H^- \rightarrow HW^{*-}) = \frac{9G_F^2 M_W^4}{32\pi^3} M_{H^-} \sin^2(\beta - \alpha) \cdot F_{HW}, \quad (50)$$

где функция F_{HW} получается из функции F_{AZ} (44) заменами $r_A \rightarrow r_H, r_Z \rightarrow r_W$.

На рис.6, б приводится зависимость ширины распада $H^- \rightarrow H + W^{*-}$ от массы M_{H^-} при $\text{tg}\beta = 3, M_W = 80,425$ ГэВ.

Для интегральных ширины распадов $H^+ \rightarrow h + W^{+*}$ и $H^+ \rightarrow A + W^{+*}$ получены выражения:

$$\Gamma(H^+ \rightarrow hW^{+*}) = \frac{9G_F^2 M_W^4 M_{H^+}}{32\pi^3} \cos^2(\beta - \alpha) \cdot F_{hW}, \quad (51)$$

$$\Gamma(H^+ \rightarrow AW^{+*}) = \frac{9G_F^2 M_W^4 M_{H^+}}{32\pi^3} \cdot F_{AW}, \quad (52)$$

где произведя замен $r_A \rightarrow r_h, r_Z \rightarrow r_W$, мы получим функцию F_{hW} от функции F_{AZ} (44), а функция F_{AW} получается от функции F_{AZ} заменой r_Z на r_W .

На рис.6, в иллюстрируется зависимость ширины распада $H^+ \rightarrow A + W^{+*}$ от массы заряженного Хиггс бозона M_{H^+} при $\text{tg}\beta = 3$ и $M_W = 80,425$ ГэВ.

5. Распады $H \rightarrow hb\bar{b}, H^\pm \rightarrow b\bar{b}W^\pm, A \rightarrow Z^0hh, H^\pm \rightarrow W^\pm hh$

При $M_h < M_H \leq 2M_h$ возможен распад Хиггс бозона H по каналу $H \rightarrow h + h^* \rightarrow h + b + \bar{b}$, фейнмановская диаграмма, которой приведена на рис.1, ж (h^* – виртуальный Хиггс бозон).

Введем скейлинговые энергии b -кварка $x_1 = \frac{2E_1}{M_H}$, \bar{b} -антикварка $x_2 = \frac{2E_2}{M_H}$ и h -бозона $x_h = \frac{2E_h}{M_H} = 2 - x_1 - x_2$, а также обозначения $r_b = \left(\frac{m_b}{M_H}\right)^2, r_h = \left(\frac{m_h}{M_H}\right)^2, \gamma_h = \left(\frac{\Gamma_h}{M_H}\right)^2$.

Тогда для ширины распада $H \rightarrow h + b + \bar{b}$ имеем выражение:

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow hb\bar{b})}{dx_1 dx_2} = \frac{N_C G_F^2 M_Z^4 m_b^2}{64\pi^3 M_H} \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \beta} \cdot \lambda_{Hhh}^2 \cdot (1 + \lambda_1 \lambda_2) \frac{1 - x_h + r_h - 2r_b}{(1 - x_h)^2 + r_h \gamma_h}. \quad (53)$$

Здесь учтено, что

$$g_{Hhh}^2 = 4\sqrt{2}G_F M_Z^4 \lambda_{Hhh}^2, \quad \lambda_{Hhh} = 2 \sin 2\alpha \sin(\beta + \alpha) - \cos 2\alpha \cos(\beta + \alpha).$$

Из ширины распада (53) следует, что b -кварк и \bar{b} -антикварк должны обладать одинаковыми спиральностями: $\lambda_1 = \lambda_2 = \pm 1$, либо они поляризуются право ($b_R \bar{b}_R$), либо же лево ($b_L \bar{b}_L$).

Ширина распада $H \rightarrow h + b + \bar{b}$, суммированная по спиновым состояниям кварков, имеет вид (распределение Далицы):

$$\frac{d\Gamma(H \rightarrow hb\bar{b})}{dx_1 dx_2} = \frac{N_C G_F^2 M_Z^4 m_b^2}{16\pi^3 M_H} \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \beta} \cdot \lambda_{Hhh}^2 \cdot \frac{x_1 + x_2 - 1 + r_h - 2r_b}{(1 - x_1 - x_2)^2 + r_h \gamma_h}. \quad (54)$$

Скейлинговые энергии кварков изменяются в пределах

$$1 - x_2 - r_h < x_1 < 1 - \frac{r_h}{1 - x_2}, \quad 0 < x_2 < 1 - r_h.$$

тогда интегрирование плотности распределения Далицы (54) по этим переменным может быть произведено аналитически. В результате для ширины распада $H \rightarrow h + h^* \rightarrow h + b + \bar{b}$ получилось выражение (при $r_b = \gamma_b = 0$):

$$\Gamma(H \rightarrow hb\bar{b}) = \frac{3G_F^2}{16\pi^3} \cdot \frac{M_Z^4}{M_H} m_b^2 \lambda_{Hhh}^2 \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \beta} \times \left[(1 - r_h) \left(2 - \frac{1}{2} \ln r_h \right) - \frac{1 - 5r_h}{\sqrt{1 - 4r_h}} \left(\arctg \frac{2r_h - 1}{\sqrt{1 - 4r_h}} - \arctg \frac{1}{\sqrt{1 - 4r_h}} \right) \right]. \quad (55)$$

Рис.7 иллюстрирует зависимость ширины распада $\Gamma(H \rightarrow hb\bar{b})$ от массы Хиггс бозона M_H при $\text{tg}\beta = 3$. Как видно, с увеличением массы Хиггс бозона ширина распада $H \rightarrow h + b + \bar{b}$ сперва увеличивается и достигает максимума при $M_H = 144,62$ ГэВ, а затем ширина данного распада медленно уменьшается.

Если масса заряженного Хиггс бозона $M_{H^\pm} < m_t + m_b$, то возможен распад этого бозона на виртуальный t -кварк и реальный b -антикварк, а t -кварк может распасться на векторный бозон W^+ и b -кварк. Таким образом, одним из возможных распадов заряженного Хиггс бозона является процесс $H^+ \rightarrow \bar{b} + t^* \rightarrow b + \bar{b} + W^+$. Этот распад описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис.1, 3.

Для ширины распада $H^+ \rightarrow b + \bar{b} + W^+$ получено выражение:

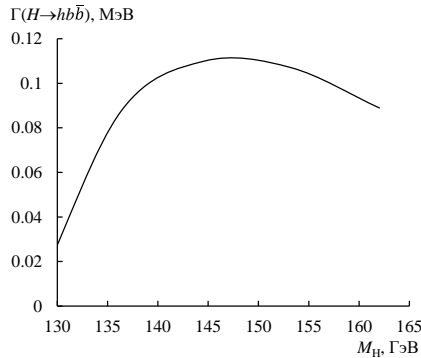


Рис. 7. Зависимость ширины распада $H \rightarrow hb\bar{b}$ от массы M_H

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(H^+ \rightarrow b\bar{b}W^+)}{dx_1 dx_2} &= \frac{3G_F^2 M_{H^+}^3 |U_{tb}|^2}{32\pi^3 [(1-x_2+r_b-r_t)^2 + r_t \gamma_t]} \{m_b^2 [\text{tg}^2 \beta (x_2 - 2r_b) - 2r_t] \times \\ &\times [r_W (3(1-x_2-r_W) + 2r_b) + (1-x_2-r_W)^2] + [m_t^2 r_t \text{ctg}^2 \beta - m_b^2 \text{tg}^2 \beta (1-x_2+r_b)] \times \\ &\times [r_W (1-x_W+r_W-2r_b) + (1-x_1-r_W)(1-x_2+r_W)]\}. \quad (56) \end{aligned}$$

$$\frac{d\Gamma(H^+ \rightarrow b\bar{b}W^+)}{dx_1 dx_2} = \frac{3G_F^2 M_{H^+}^3 |U_{tb}|^2 m_t^4 \text{ctg}^2 \beta}{32\pi^3 [(1-x_2-r_t)^2 + r_t \gamma_t]} [r_W (x_1 + x_2 - 1) + (1-x_1-r_W)(1-x_2+r_W)]. \quad (57)$$

Интегрируя это выражение по переменным x_1 и x_2 , для полной ширины распада $H^+ \rightarrow b + \bar{b} + W^+$ получаем выражение:

$$\begin{aligned} \Gamma(H^+ \rightarrow b + \bar{b} + W^+) &= \frac{3G_F^2 m_t^4 \text{ctg}^2 \beta}{64\pi^3} M_{H^+} \left\{ \frac{r_W^2}{r_t^3} (4r_W r_t + 3r_t - 4r_W) \ln \frac{r_t - r_W}{r_W (r_t - 1)} + \right. \\ &\left. + (3r_t^2 - 4r_t - 3r_W^2 + 1) \ln \frac{r_t - r_W}{r_t - 1} - \frac{5}{2} + \frac{1-r_W}{r_t^2} (3r_t^3 - r_t r_W - 2r_t r_W^2 + 4r_W^2) + r_W \left(4 - \frac{3}{2} r_W \right) \right\}. \quad (58) \end{aligned}$$

Отметим, что наряду с двухчастичными распадами Хиггс бозона $A \rightarrow Z^0 + h$ и $H^\pm \rightarrow W^\pm + h$, возможны и трехчастичные распады $A \rightarrow Z^0 + h + h$ и $H^\pm \rightarrow W^\pm + h + h$. При этом дополнительный h -бозон излучается векторным Z^0 (W^\pm)-бозоном (см. рис. 1, йи к, где представлены фейнмановские диаграммы этих распадов).

Для ширины распада $A \rightarrow Z^0 + h + h$ получено выражение

$$\frac{d\Gamma(A \rightarrow Z^0 hh)}{dx_1 dx_2} = \frac{|M(A \rightarrow Z^0 hh)|^2}{2^8 \pi^3} M_A = \frac{G_F^2 M_Z^4 M_A}{2^7 \pi^3} \cdot \sin^2(\beta - \alpha) \cos^2(\beta - \alpha) \cdot \frac{f_Z}{(1-x_1+r_h-r_Z)^2 + r_Z \gamma_Z}. \quad (59)$$

Здесь введена функция

$$\begin{aligned} f_Z &= -4r_Z (1+x_1+r_h)^2 + 4(1-r_h)^2 \left[2 - \frac{1}{r_Z} (1-x_1+r_h) + \frac{1}{4r_Z^2} (1-x_1+r_Z)^2 \right] + \\ &+ (1+x_Z-x_2-r_Z)^2 - \frac{2}{r_Z} (1-r_h)(1+x_Z-x_2-r_Z)(1-x_1-r_Z), \quad (60) \end{aligned}$$

$x_1 = \frac{2E_1}{M_A}$, $x_2 = \frac{2E_2}{M_A}$ и $x_Z = \frac{2E_Z}{M_A} = 2 - x_1 - x_2$ - скейлинговые энергии h -бозонов и Z^0 -бозона, $r_h = \left(\frac{M_h}{M_A} \right)^2$, $r_Z = \left(\frac{M_Z}{M_A} \right)^2$, $\gamma_Z = \left(\frac{\Gamma_Z}{M_A} \right)^2$.

Распаду $H^\pm \rightarrow W^\pm + h + h$ соответствует диаграмма, приведенная на рис. 1, к.

Плотность распределения Далицы в распаде $H^\pm \rightarrow W^\pm + h + h$ выражается формулой

$$\frac{d\Gamma(H^\pm \rightarrow W^\pm hh)}{dx_1 dx_2} = \frac{G_F^2 M_W^4 M_{H^\pm}}{2^7 \pi^3} \cdot \sin^2(\beta - \alpha) \cdot \frac{f_W}{(1-x_1+r_h-r_W)^2 + r_W \gamma_W}, \quad (61)$$

где функция f_W получается от функции f_Z заменой $r_Z \rightarrow r_W$.

6. Заключение

Таким образом, мы обсуждали некоторые двух- и трехчастичные каналы распада Хиггс бозонов МССМ: распады на фермионную пару $H(h; A) \rightarrow f + \bar{f}$, $H^\pm \rightarrow f + \bar{f}'$;

распады на калибровочные бозоны $H \rightarrow W^- + W^+$, $H \rightarrow Z^0 + Z^0$; распады на Хиггс бозоны $H \rightarrow h + h$; распады на Хиггс бозон и калибровочный бозон $A \rightarrow h + Z^0$, $H^\pm \rightarrow h + W^\pm$; распады на калибровочный бозон и фермионную пару $H \rightarrow Z^0 + f + \bar{f}$, $H \rightarrow W + f + \bar{f}'$; распады на Хиггс бозон и фермионную пару $H \rightarrow A + f + \bar{f}$, $A \rightarrow h + f + \bar{f}$, $H \rightarrow h + b + \bar{b}$, $H^\pm \rightarrow h(A) + f + \bar{f}'$, $H^\pm \rightarrow b + \bar{b} + W^\pm$; распады на калибровочный бозон и легкие Хиггс бозоны $A \rightarrow Z^0 + h + h$, $H^\pm \rightarrow W^\pm + h + h$. В рамках МССМ и с учетом поляризационных состояний фермионов получены аналитические выражения для ширины указанных распадов. Изучена зависимость ширины распадов от массы Хиггс бозонов и параметра $\tan\beta$. Установлено, что ширины распадов сильно чувствительны к массам Хиггс бозонов и параметру $\tan\beta$. С ростом массы Хиггс бозона ширина его распада в одних процессах увеличивается, а в других уменьшается. Определены также выражения для поперечных спиновых асимметрий и степени продольной поляризации фермионов в распадах. Выявлено, что изучение поляризационных характеристик фермионов в распадах может дать ценную информацию о природе Хиггс бозонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Djouadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs boson in the Standard Model. arXiv: hep-ph/0503172v2, 2005; DOI: 10.1016/j.physrep.2007.10.004.
2. Абдуллаев С.К. Стандартная модель, свойства лептонов и кварков (на азерб. языке). Баку, 2017, 276с.
3. 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, В 716, p.1-29.
4. CMS Collaboration. "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Letters, 2012, В 716, p. 30-61.
5. Рубаков В.А. К открытию на Большом коллайдере частицы со свойствами бозона Хиггса // УФН, 2012, Т. 182, №10, сс.1017-10025.
6. Ланёв А.В. Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики // УФН, 2014, Т. 184, №9, сс.996-1004.
7. Казаков Д.И. Хиггсовский бозон открыт: что дальше? // УФН, 2014, Т. 184, №9, сс.1004-1017.
8. Haber H.E., Kane G.L. The search for supersymmetry: Probing physics beyond the standard model // Phys. Rep., 1985, V.117 (2-4), pp.75-263.
9. Kazakov D.I. Supersymmetry on the Run: LHC and Dark Matter // Nucl. Phys. B Proc. Suppl., 2010, 203-204, pp.118-154.
10. Gunion J.F., Haber H.E. Higgs Bosons in Supersymmetric Models – I // Nucl. Phys. B., 1986, V. 272 (1), pp.1-76.
11. Gunion J.F., Haber H.E. Higgs Bosons in Supersymmetric Models – II: Implications for Phenomenology // Nucl. Phys. B, 1986, V. 278 (3), pp.449-492.
12. Djouadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome II: arXiv: hep-ph/0503173v2, 2003; DOI: 10.1016/j.physrep.2007.10.005.
13. Bhattacharjee B., Chakraborty A., Choudhury A. Status of the MSSM Higgs sector using global analysis and direct search bounds, and future prospects at the High Luminosity LHC // Phys. Rev. D, 2015, V. 92 (9), pp. 093007.
14. Barman R.K., Bhattacharjee B., Choudhury A. et. al. Current status of MSSM Higgs sector with LHC 13 TeV data // arXiv: 1608.02573v3 [hep-ph], 23 May 2017.
15. Peters K. Prospects for beyond Standard Model Higgs Boson searches at future LHC runs and other machines. arXiv: 1701.05124v2 [hep-ex] 21 Feb 20
16. Djouadi A. Kalinovski J., Zerwas P.M. Two- and Three-Body Decay Modes of SUSY Higgs Particles. arXiv: hep-ph / 9511342V1, 16 Nov, 1995.
17. Абдуллаев С.К., Омарова Э.Ш. Распады Хиггс бозонов на фермион-антифермионную пару // Изв. ВУЗов Физика, 2018, Т. 61 (9), сс. 48-55.

18. Abdullayev S.K., Omarova E.Sh. Decays of Supersymmetric Higgs bosons into fermions // Azerbaijan Journal of Physics: Fizika. 2018, V. XXIV (4), pp.22-34.
19. Абдуллаев С.К., Омарова Э.Ш. Распады Хиггс-бозонов на калибровочный бозон и фермион-антифермионную пару // Изв. ВУЗов Физика, 2019, Т. 62 (1), сс. 28-35.
20. Абдуллаев С.К., Омарова Э.Ш. Трехчастичные распады хиггс-бозонов в мини-мальной суперсимметричной стандартной модели // Изв. ВУЗов Физика, 2019, Т. 62 (3), сс. 39-47.
21. Hamilton S.F. CERN-THESIS-2014-008, 2014, 279p.

UDC: 538.915

PACS. 81.05. Qk Reinforced polymers and polymer-based composites
77.84.Lf Composite materials

INFLUENCE OF SEMICONDUCTOR FILLER AND METAL NANOPARTICLES ON ELECTRICAL PROPERTIES OF PVDF

MIRZAYEVA Aida Nadir kizi

Sumgait State University

aide-mirzeyeva@mail.ru

ABSTRACT

This paper presents the results of a study of the temperature dependence of the specific volume resistance of PVDF+xvol.% TlInS₂ composites depending on temperature and the amount of semiconductor filler. Volume resistivity studies were carried out in pure PVDF and in composites with fillers $x = 0; 3; 5; 7$ and 10 vol.%. It was revealed that at low temperatures the specific volume resistance of pure PVDF and composites based on it decreases with increasing temperature. In the range of 310–390 K, the specific volume resistance increases and reaches its maximum value at 390 K and monotonously decreases with a further increase in temperature. With an increase in the volume content of the filler from TlInS₂, the specific volume resistance of the composites decreases over the entire temperature range studied. This feature, the observed maximum in the $\rho_V(T)$ dependence of the composites, is explained by intermolecular interactions occurring at the matrix-filler interface. The change in specific volume resistivity depending on the amount of fillers can be explained by the Maxwell-Wagner theory.

Keywords: specific volume resistance, electrical processing, composite PVDF+ xvol.% TlInS₂, semiconductor, filler.

YARIMKEÇİRİCİ DOLDURUCUNUN VƏ METAL NANOHİSSƏCİKLƏRİN PVDF-İN ELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

XÜLASƏ

Təqdim olunan işdə PVDF+xhəcm% TlInS₂ kompozitlərinin həcmi elektrik müqavimətlərinin temperaturdan və yarımkeçirici doldurucunun miqdarından asılı olaraq tədqiqinin nəticələri barədə məlumatlar verilir. Xüsusi elektrik müqavimətinin tədqiqi təmiz PVDF-də və tərkibində 3, 5, 7, 10% yarımkeçirici doldurucu olan kompozitlərdə aparılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, kiçik temperatur intervalında təmiz PVDF-in və onun əsasında kompozitlərin xüsusi həcmi müqavimətləri temperatur artdıqca azalır. 310-390 K temperatur intervalında artır və maksimal qiymətlərini alaraq azalır. Tərkibdə TlInS₂ doldurucunun miqdarının artması ilə kompozitlərin xüsusi həcmi müqavimətləri tədqiq olunan bütün temperatur intervalında azalmışdır. Kompozitlərin $\rho_V(T)$ asılılıqlarında müşahidə edilən bu xüsusiyyət onunla izah edilir ki, qeyd olunan asılılıqda aşkar edilmiş maksimum matrisə və doldurucu sərhəddində baş verən molekullarası qarşılıqlı təsirlə əlaqədardır. Xüsusi müqavimətin doldurucunun miqdarından asılı olaraq dəyişməsi isə Maksvel-Vaqner nəzəriyyəsi əsasında izah oluna bilər.

Açar sözlər: xüsusi həcm müqaviməti, elektrik emalı, kompozit PVDF + xvol.% TlInS₂, yarımkeçirici, doldurucu.

ВЛИЯНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО НАПОЛНИТЕЛЯ И НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПВДФ

РЕЗЮМЕ

В настоящей работе изложены результаты исследования температурной зависимости удельного объемного сопротивления композитов ПВДФ+x об.% TlInS₂ в зависимости от температуры и количества полупроводникового наполнителя. Исследования удельного объемного сопротивления были проведены в чистом ПВДФ и в композитах с наполнителями $x=0; 3; 5; 7$ и 10 об.%. Выявлено, что при низких температурах удельное объемное сопротивление чистого ПВДФ и композитов на его основе уменьшается с повышением температуры. В интервале 310-390 К удельное объемное сопротивление увеличивается и достигает своего максимального значения при 390К и с дальнейшим ростом температуры монотонно уменьшается. С увеличением объемного содержания наполнителя из TlInS₂ удельное объемное сопротивление композитов уменьшается во всем исследованном температурном интервале. Это особенность, наблюдаемый максимум в $\rho_V(T)$ зависимости композитов, объяс-

няется межмолекулярными взаимодействиями, происходящими на границе матрица-наполнитель. Изменение удельного объемного сопротивления в зависимости от количества наполнителей может быть объяснено теорией Максвелла-Вагнера.

Ключевые слова: удельное объемное сопротивление, электрическая обработка, композит PVDF + x vol.% TlInS₂, полупроводник, наполнитель.

Introduction

It is known that the level of actual work of products made of polymer composite materials depends on their resistance to prolonged exposure to static and dynamic loads, various emissions and climatic factors, among which the most significant are elevated temperatures. In the manufacture of composite materials (CM) for structural purposes, the main purpose of filling is to obtain a reinforced polymer material, i.e. material with an improved complex of physical and mechanical properties. This is achieved by introducing both fibrous reinforcing fillers and finely dispersed fillers, chopped fiberglass, aerosil and others. When creating CM with special properties, fillers are usually introduced in order to give the material new mechanical and other, for example, electrophysical properties [1, p.56-65, 2, p. 380, 3, p.194]. The first conductive polymer materials were filled with graphite or carbon black compositions based on phenol-formaldehyde and some other thermosetting resins used to make resistors. Following them appeared conductive elastomers filled with carbon black, initially based on natural and then synthetic rubber [4, p.82]. Currently, to give polymer materials special electrophysical properties, a whole gamut of fillers of various nature, both dispersed and fibrous, is used. The temperature and frequency characteristics of dielectric parameters PVDF composites + x vol.% TlInS₂ were studied [5, p.131-132].

The aim of this work is to study the specific volume resistance of PVDF + x vol.% TlInS₂ composites depending on external factors, temperature, and volumetric content of TlInS₂ filler.

Experimental methods

To measure the specific volume resistance (ρ_v), a P-4053 DC bridge with additional measuring electrodes was used. The tests were carried out on flat samples having a disk shape with a diameter of $25 \div 100 \pm 0.5$ mm and a thickness of $2 \div 0.2$ mm. The end surfaces of the samples should be strictly parallel to each other and not have traces of machining, cracks, wrinkles, dents, scratches, foreign particles and other defects. At least three samples are used for each test material.

Samples before testing should be aged for 24 hours at a temperature of $20 \pm 2^\circ\text{C}$ and a relative humidity of $65 \pm 5\%$. For better contact between the electrodes and the samples, you can use aluminum and tin foil with a thickness of 0.05 mm, having the shape of a sample with which the sample is coated, the foil is rubbed to the samples using a chemically pure capacitor Vaseline.

The principle of operation of the DC Bridge is that the measured resistance is connected to a known calibration resistance, forming a divider, powered by a stabilizer voltage source. As a result of dividing the voltage, the measured resistance value is obtained. The bridge consists of three main parts: the original divider, DC amplifier and power supply.

The input divider of the bridge consists of the measured resistance and the calibration resistance R_e (Fig. 1). The bridge has 10 switchable calibration resistances $R_1 \div R_{10}$, corresponding

to 9 measurement limits. The input divider is connected to a DC amplifier with deep negative feedback. When measuring the resistance, which in its value (of the order of $10^{12} \div 10^{15}$ Ohm) is comparable to the insulation resistance, a significant error is obtained. To eliminate the influence of insulation resistance, the last circuit solution is reduced to one - R_{is} .

The entire amplifier is covered by negative feedback. Discharge volatility for zero voltages, stabilization coefficients of oscillations, compensatory discharges on insulation, enhanced viscosity of current coefficients of impurity. Overproduction is defective

$$R_x = \frac{U_0 R_9}{U_9} - R_9.$$

Rounding out the overlap and overlap in the formulas

$$\rho_v = \chi \frac{D_0^2}{4b} R_v,$$

Foreign R_v is a self-absorbing product, Ohm; $D_0 = \frac{d_A + d_B}{2}$, d_A - Diameter of the electrode, cm; d_B - intermittent diameter electrode, cm; b - Thin image, cm; g - fluorescence between electro-magnetic and oxidative electrodes, cm.

Results and Discussions

Fig.2 presents $\lg \rho_v = f(T)$ dependence the PVDF modified by TlInS₂. As follows from Fig.2 specific volume resistance of the initial sample of PVDF film with increasing temperatures up to 320 K are reduced. After the introduction of additives from TlInS₂ in the entire studied the temperature range ρ_v decreases. Typically for all studied composites, it ρ_v increases with temperature up to 390 K, reaches its maximum value and monotonously decreases. This nature of the ρ_v change depending on the temperature and volume content of the filler is due to the fact that the introduction of low molecular weight additives reducing the intramolecular interaction into the polymer leads to an increase in molecular mobility and a significant decrease in $\lg \rho_v$. It should be noted that all factors that change the intensity of the molecular motion of a segmental type affect on $\lg \rho_v$. So, for example, during crystallization, segmental mobility is hindered and $\lg \rho_v$ of polymer composites increases. The electrical conductivity and degree of crystallization is related by the formula

$$\sigma_{res} = \sigma_a \exp(-kx)$$

By facilitating the movement of segments, the electrical conductivity always increases. Note that the type and size of supramacromolecular formations also affect the nature of the change in electrical conductivity. With increasing sizes of spherulites, their packing density decreases and σ_{res} decreases. A slight increase in σ with a further increase in the diameter of spherulites is associated with a change in the imperfection of the polymer structure. If during the orientation of amorphous polymers there is an increase in their electrical conductivity, then when drawing crystalline polymers due to reorientation and partial destruction of lamellas and fibrils, anisotropy of the laying of structural elements and a change in electrical conductivity occur. When using polymers as dielectrics, tend to maximum minimize their electrical conductivity. To achieve this, the polymers should contain the maximum amount of foreign impurities, their

dielectric constant should be as high as possible, cross linking of the macromolecules should lead to an increase in the glass transition temperature (T_c), and finally, they should have an optimal supramolecular structure, which would correspond to the smallest polymer of this chemical composition and molecular structure σ .

REFERENCES

1. Sk. M. Haque, J.-A. Ardila-Rey, A.M.Abdullahi, Y. Umar and R. Albarracin. Electrical Properties of Different Polymeric Materials and their Applications: The Influence of Electric Field, Properties and Applications of Polymer Dielectrics, Edited by Boxue Du, (2008) Characteristics, Applications and Properties of Polymers. In: Polymer Engineering Science and Viscoelasticity. Springer DOI: 10.5772/67091, Boston, MA, p.55-97, 2017.
2. F. Doljack, Raychem Corp. CA PolySwitch PTC Devices-A New Low-Resistance Conductive Polymer-Based PTC Device for Overcurrent Protection//IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology. Vol.4, Iss.4, p.372 – 378, 1981.
3. E. M. Godzhaev, N. S. Nabiev, Sh. A. Zeinalov, S. S. Osmanova, E. A. Allakhyarov, A. G. Gasanova. A study of the fluorescence spectra and dielectric properties of HDPE+x vol%TiGaSe₂ composites. Surface Engineering and Applied Electrochemistry. Vol. 49, Issue 3, p. 194–198, 2013.
4. R.R. Nagavally Composite materials - history, types, fabrication techniques, advantages, and applications International Journal of Mechanical And Production Engineering, ISSN: 2320-2092, Vol.5, Iss.-9, p.82-87, 2017.
5. E. M. Godzhaev, A. N. Mirzoeva, Sh. A. Zeinalov, S. S. Osmanova Effect of a semiconductor filler and aluminum nanoparticles on the surface structures and dielectric properties of PVDF+TlInS₂ (Al) composite materials, Surface Engineering and Applied Electrochemistry, Vol. 52, Iss. 2, p.127–133, 2016.

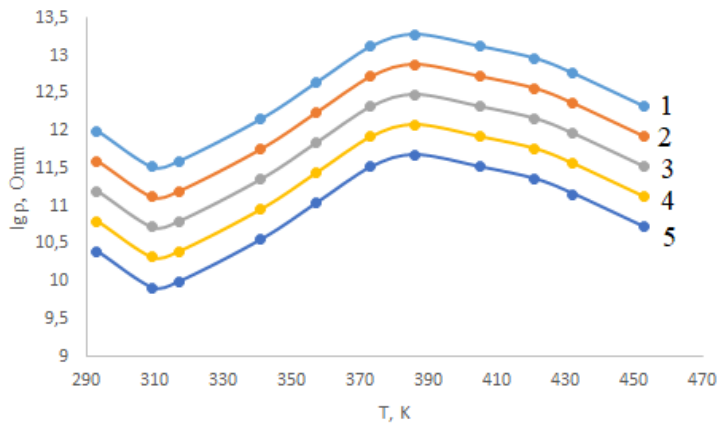


Fig. 2. Temperature dependence of specific volumetric resistance of composites PVDF + x vol.% TlInS₂, where 1 - x = 0; 2 - x = 3; 3 - x = 5; 4 - x = 7; 5 - x = 10.

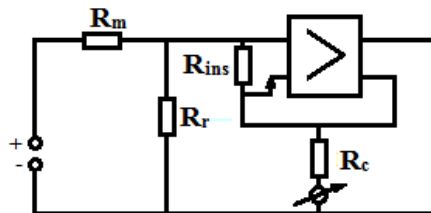


Fig.1. R-4053 DC bridge circuit scheme. R_m - measured resistance; R_{ins} - insulation resistance; R_c - cathode resistance.

UOT: 539**PACS: 84.60.Jt; 73.50.Pz; 79.60.Jv****EFFECT OF KOH + C₃H₈O TEXTURING ON THE ELECTRICAL PROPERTIES OF p-Si/TEXTURED-Si/ZnSi_{1-x}Se_x HETEROJUNCTIONS****E.A. KHANMAMMADOVA**

Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Azerbaijan

BAKU / AZERBAIJAN

khanman.ea@gmail.com

ABSTRACT

In this paper the p-Si/textured-Si/ZnSi_{1-x}Se_x heterojunctions were fabricated by electrochemical deposition of ZnSi_{1-x}Se_x (x = 0; 0.1 and 0.2) films onto the crystalline p-Si/SK substrates (SK are textured silicon etched in KOH+C₃H₈O). Electrical properties of heterojunctions were investigated depending on the etching duration, solution temperature and concentration of solids in solutions (KOH (1-5 wt%) and C₃H₈O (3-10 vol%)). It has been established that the rectification and serious resistivity of the p-Si/textured-Si/ZnSi_{1-x}Se_x heterojunctions depends on the etching regime. The optimal concentration of solids (KOH-3wt% +C₃H₈O- 6 vol%), solution temperature (80°C) and etching duration (40 min) were determined for the optimal electrical parameters of heterojunctions.

Keywords: electrochemical deposition, thin films, heterojunctions, texturing, electrical parameters.

ВЛИЯНИЕ KOH + C₃H₈O ТЕКСТУРЫ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА p-Si ТЕКСТУРИРОВАННОГО-Si/ZnSi_{1-x}Se_x ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

АННОТАЦИЯ

В этой статье рассмотрены вопросы изготовления гетеропереходов p-Si / текстурированный-Si / ZnSi_{1-x}Se_x электрохимическим осаждением пленок ZnSi_{1-x}Se_x (x = 0; 0,1 и 0,2) на кристаллические подложки p-Si / SK (SK - текстурированное кремниевое травление в KOH + C₃H₈O). Электрические свойства гетеропереходов были исследованы в зависимости от продолжительности травления, температуры раствора и концентрации твердых веществ в растворах (KOH (1-5 мас.%) и C₃H₈O (3-10 об.%)). Было установлено, что выпрямление и серьезное удельное сопротивление гетеропереходы p-Si / текстурированные-Si / ZnSi_{1-x}Se_x зависят от режима травления. А основе оптимальной концентрации твердых веществ (KOH-3 мас.% + C₃H₈O- 6 об.%), температуры раствора (800 ° C) и продолжительности травления (40 мин) определены оптимальные электрические параметры гетеропереходов.

Ключевые слова: электрохимическое осаждение, тонкие пленки, гетеропереходы, текстурирование, электрические параметры.

KOH + C₃H₈O TEKSTURASININ p-TEKSTURA OLUNMUŞ Si -Si/ZnSi_{1-x}Se_x HETEROKEÇİDLƏRİNİ ELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

XÜLASƏ

Məqalədə p-tekstura olunmuş Si -Si/ZnSi_{1-x}Se_x hetero keçidlərinin ZnSi_{1-x}Se_x təbəqələrinin (x = 0; 0.1 və 0.2) p-Si / SK kristalı əsasları üzərinə elektrokimyəvi çökdürmə yolu ilə hazırlanması (SK-nın KOH+C₃H₈O-da silisiumla tekstura olunmuş emalı) məsələləri araşdırılmışdır. Hetero keçidlərin elektrik xassələri məhlulların temperaturu, emal müddəti və (KOH (1-5 kütlə %) və C₃H₈O (3-10 həcmi%) məhlullarında bərk cisimlərin qatılığından asılı olaraq tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, p-tekstura olunmuş Si -Si/ZnSi_{1-x}Se_x hetero keçidlərinin düzləndirməsi və ardıcıl xüsusi müqaviməti emal rejimindən asılıdır. Bərk maddələrin optimal qatılığı (KOH (1-5 kütlə %) və C₃H₈O (3-10 həcmi%), məhlulun temperaturu (800°C) və emal müddəti (40 dəq.) əsasında hetero keçidlərin optimal elektrik parametrləri təyin olunmuşdur.

Açar sözlər: elektrokimyəvi çökdürmə, nazik təbəqələr, hetero keçidlər, teksturalama, elektrik parametrləri.

Introduction

It is well known that, improvements in the PV technology are required for further price reductions and increased deployment. Solar cells based on crystalline silicon account for 95% of

all solar panels installed today. They dominate the market because silicon is non-toxic and abundantly available in the earth crust and silicon PV modules have shown their long-term stability over decades in practice. For crystalline silicon solar cells, improving the efficiency is one of the most important and challenging problems. But besides low-cost technologies (chemical deposition methods), cell efficiency is the main lever to reduce costs even more. In order to reduce the light loss via reflection, the texturing of front surfaces on crystalline silicon solar cells is mostly performed for improvement of the cell efficiency, by means of its antireflection properties and light trapping [1-5]. Since, application of wide-gap semiconductors of CdS, ZnS, ZnSe and its solid solutions as optical window in silicon-based heterojunctions, to some extent, allows minimizing the free charge losses due to surface recombination. Application of the ternary and even quaternary solutions of above mentioned semiconductors has succeeded in reducing the lattice mismatch, but it has not been possible to achieve sufficiently value of efficiency due to the large value of silicon refractive index [6]. The use of textured silicon allows solving problems with surface reflections related to refractive index of silicon. There are many reports of p-Si/textured-Si/ZnS heterojunction solar cells [7, 8]. But textured silicon based heterojunction solar cells with n- ZnSi_{1-x}Se_x have seldom been reported.

Based on the above, this paper aims to improve the electrical parameters of p-Si/ZnSi_{1-x}Se_x heterojunctions by developing improved surface texturing.

Experiment

p-Si (100) with thicknesses 800 μm and resistivity (0.8-1) $\Omega\cdot\text{cm}$ were used as absorber. Before texturization, the Si wafers were cleaned by acetone, ethanol, and deionized water and dried by N₂ gas. The texturing of wafers was carried out in two types of solutions: KOH (1-5 wt%) + C₃H₈O (3-10 vol%) + H₂O (100 ml). The samples with dimension of 2 \times 2 cm² were separated from one wafers of p-Si, and each sample was etched in different solutions, temperature and etching time (Table 1). After texturing, the p-Si wafers were cleaned by ethanol, deionized water and dried by N₂ gas. Samples with 1 \times 1 cm² dimension were separated from each textured Si wafers and used as substrate (as a cathode) for electrochemical deposition of ZnSi_{1-x}Se_x films. Electrochemical deposition of the ZnSi_{1-x}Se_x (x=0; 0.1; 0.2) films onto the textured p-Si substrates was carried out at temperature of 80°C. The electrodeposition bath system is composed of ZnSO₄ as source of cation, SeO₂ and Na₂S₂O₃ as source of anions, H₂SO₄ as pH control, K₂SO₄ as inert electrolyte and distilled water. Cyclic voltammetry was used to monitor the electrochemical reactions in solutions of ZnSO₄, SeO₂ and Na₂S₂O₃, then in their combined solution of the same concentration and pH. The cyclic voltammograms was scanned in the potential range 1.2 V to -1.2 V versus graphite (or Ag/AgCl) electrodes. Depending on the deposition time, ZnSi_{1-x}Se_x films with thickness up to 520-530nm with different morphology were deposited from a solution. Pure aluminium (Al) was used as the back electrode contact. The front contact was made by Al, and indium (In) materials in a grid form.

Results and Discussions

Etching in KOH+ C₃H₈O (SK samples in Table 1) solutions results to formation of pyramids on the silicon surface, which morphology and size depends on the solution temperature, concentration of contents and etching time. SEM pictures show that the pyramids began to appear after 20-30 min etching time (samples SK1, SK2 and SK3). The surface these samples were uneven. It is established that the required distribution of pits and pyramids can be get by

controlling the solution concentration. After the etching for 40 min the surface of silicon (sample SK4) was covered with pyramids distributed relatively evenly and Si wafers was flat, which is very important for improving the stability of solar cells (Fig. 1). There was no change in the surface morphology of Si wafers at future increase of solutions concentration, etching time and temperature (samples SK5 and SK6).

Table 1. Etching regimes of p-Si wafers.

Samples	KOH concentration, wt%	C ₃ H ₈ O concentration, vol%	Solution temperature, °C	Texturing time, min
SK1	1	3	80	20
SK2	1	3	80	30
SK3	2	6	80	30
SK4	3	6	80	40
SK5	3	10	90	50
SK6	5	10	80	60

Fig.1 shows also the cross section SEM pictures of textured p-Si/ZnSi_{1-x}Se_x junctions. As seen the ZnSi_{1-x}Se_x films are uniformly deposited on the p-Si substrate.

It has been established that a small increase of KOH and C₃H₈O concentration in solution results to decrease of series resistance and an increase of rectification factor of p-Si/SK4/ZnS_{0.9}Se_{0.1} heterojunctions. Heterojunctions on the basis of SK4 show the best rectification ($k=1800$) (Table 2).

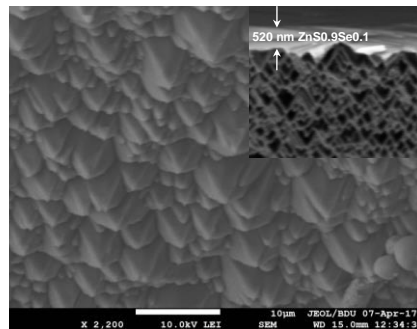


Fig. 1 SEM pictures of textured SK4 wafers

Table 2. Electric parameters of heterojunctions

Samples	k	R Ohm-cm	n
as-cut p-Si/ZnS	90	2200	2.4
p-Si/SK1/ZnS	180	700	2.0
p-Si/SK4/ZnS	600	95	1.58
p-Si/SK4/ZnS _{0.9} Se _{0.1}	1790	16	1.4
p-Si/SK4/ZnS _{0.8} Se _{0.2}	1200	64	1.6

The subsequent increase in the concentration of KOH and C₃H₈O results to the increase of thin film resistance and, consequently, increasing the series resistance results to decrease of rectification (SK5 and SK6). In spite of the increased Se content, however, the difference between the lattice parameters leads to a reduction of rectification factor (Fig. 2).

All investigated heterojunctions solar cells based on textured silicon under standard test conditions demonstrated photovoltaic performances under AM1.5 illumination ($W=100$ mW/cm²), which sign of open circuit photo-voltage (U_{oc}) does not change in all region of photosensitivity. However, the maximum values of U_{oc} and J_{sc} non-monotonically dependent on the texturization regimes (Table 3).

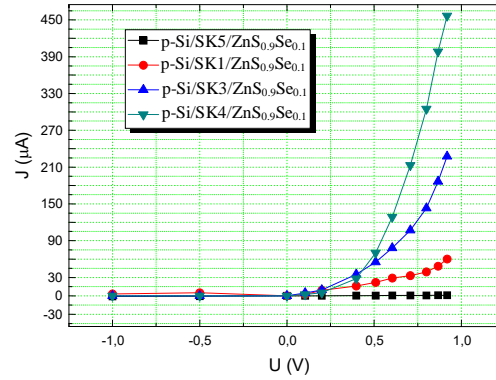


Fig. 2. Dark current-voltage characteristics of p-Si/ZnSi_{1-x}Se_x based on SK wafers.

As seen the highest value of efficiency show the cells textured in KOH+C₃H₈O solution (SK4 samples), which can be explain by the flatness of the pyramids. A slight addition of selenium ($x=0.1$) leads to sharp increase in efficiency and further increase in selenium concentration ($x=0.2$) led to decrease in efficiency, which can be explain by the lattice matching between ZnSi_{1-x}Se_x and Si. As seen from Fig. 2a and 2b, texturization in high concentration of solutions does not change the efficiency (samples SH5, SK5, SH6 and SH6).

Table 3. Photoelectric parameters of heterojunctions

Samples	U _{oc} (mV)	I _{sc} (mA/cm ²)	FF	η (%)
as-cut p-Si/ZnS	315	22	0.4	2.8
p-Si/SK1/ZnS	489	28.62	0.44	6.2
p-Si/SK4/ZnS	502	32.2	0.58	9.36
p-Si/SK4/ZnS _{0.9} Se _{0.1}	510	34.5	0.6	10.6
p-Si/SK4/ZnS _{0.8} Se _{0.2}	490	30	0.42	6.23

Conclusion

p-Si/textured-Si/ZnSi_{1-x}Se_x heterojunctions were fabricated by electrochemical deposition. Efficiency of heterojunctions can be regulate by etching duration, solution temperature and concentration of solids in solutions of KOH (1-5 wt%) and C₃H₈O (3-10 vol%). Solar cells of p-Si/SK4/ZnS_{0.9}Se_{0.1} show best efficiency (10.6%) after the etching in solution of KOH-3wt% +C₃H₈O - 6 vol%.

REFERENCES

- [1] FiratEs, Gülsen Baytemir, Mustafa Kulakci, RaşitTuran, Solar Energy Materials & Solar Cells 160, 269 (2017).
- [2] Wisam J. Aziz, AsmietRamizy, K. Ibrahim, Khalid Omar, Z. Hassan, Journal of Optoelectronics And Advanced Materials 11, 1632 (2009).
- [3] Altinoluk SH, Ciftpinar HE, Demircioglu O, Es F, Baytemir G, Akar O, et al., Energy Procedia 92, 291 (2016).
- [4] Basu P.K., Khanna A., Hameiri Z., Renewable Energy 78, 590 (2015).
- [5] Zhao J, Wang A, Green MA., Applied Physics Letters 73, 1991 (1998).
- [6] Mamedov H., Mammadov V., Mammadova V., AhmedovaKh. , Tagiyev E., Agazade L., Journal of Optoelectronics and Advanced Materials 20, 468 (2018).
- [7] Kaifu Q., Depeng Q., Lun C., Shenghao L., Weiliang W., Zongcun L., Hui Sh., Materials Letters 198, 23 (2017).
- [8] Kaifu Q., Qi X., Depeng Q., Lun C., Weiliang W., Wenjie L., Zhirong Y., Bin A., Zongcun L., Hui Sh., Solar Energy 165, 35 (2018).

UOT: 620.3, 538.975

Pasc: 61.50.Ah

ПОЛУЧЕНИЕ МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ НА ОСНОВЕ АЭРОЗОЛЯ И ИХ СЭМ АНАЛИЗЫ

Р.Ф. ГАСАНОВ

Институт Физики, Национальная Академия Наук Азербайджана

rovshen_1989@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Основными технологиями изготовления УНТ являются дуговой разряд, лазерная абляция и химическое осаждение из газовой фазы. Нами был разработан новый метод химического осаждения из газовой фазы при помощи аэрозоля для синтеза большого количества высококачественных углеродных нанотрубок (УНТ) с хорошими структурными параметрами. Также было исследовано влияние температуры в горячей зоне реактора, и в качестве оптимальной температуры синтеза было выбрано 830 – 1000 °С. Были проанализированы УНТ, полученные с различными растворителями в качестве источника углерода, и было изменено количество ферrocена в циклогексановом растворителе с 15 до 18 мг/мл, в результате которого были выращены МУНТ диаметром 10 – 85 нм и небольшой процент ОУНТ диаметром 0.85 – 1.14 нм.

Ключевые слова: Углеродные нанотрубки (УНТ), Химическое осаждение из газовой фазы (ХОГФ), Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ).

SYNTHESIS OF MULTI – WALLED CARBON NANOTUBES BY AEROSOL – ASSISTED CHEMICAL VAPOUR DEPOSITION METHOD AND THEIR SEM ANALYSIS

Carbon nanotubes (CNTs), Aerosol – CVD, Scanning Electron Microscopy (SEM)

The main manufacturing techniques for CNTs are arc – discharge, laser ablation and chemical vapour deposition. We have developed a new Aerosol – assisted chemical vapor deposition method for synthesizing a large amount of high quality carbon nanotubes (CNTs) with good structural parameters. The effect of temperature in the hot zone of the reactor was also investigated, and 830 – 1000 °C was chosen as an optimum synthesis temperature. CNTs, obtained with different solvents as a carbon source have been analyzed, and the amount of ferrocene in cyclohexane solvent was changed from 15 to 18 mg / ml, as the result of which MWCNTs with diameters of 10 – 85 nm and a small percentage of SWCNTs with diameters of 0.85 – 1.14 nm has been grown.

ÇOXQAT KARBON NANOBORULARIN AEROZOL ƏSASLI KİMYƏVİ QAZ ÇÖKDÜRMƏ ÜSULU İLƏ ALINMASI VƏ ONLARIN SEM ANALIZI

Karbon Nanoboruları (KNB – ları), Aërozol əsaslı KQÇ üsulu, Skanedici Elektron Mikroskopu (SEM)

KNB – ların istehsalı üçün, nəzərdə tutulmuş əsas sintez üsulları: Karbon Qövs – Boşalma üsulu, Lazerlə Püskürtmə üsulu və Kimyəvi Qaz Çökdürmə üsullarıdır. Yaxşı bir quruluş (struktur) parametrlərinə və yüksək keyfiyyətə malik olan KNB – larının alınması üçün, bizim tərəfdən Aërozol əsaslı KQÇ üsulu işlənib hazırlanı. Həmçinin, reaktorun isti zonasında temperaturun təsiri araşdırılmış və optimal sintez temperaturu kimi $T = 830 - 1000$ °C temperatur aralığı seçilmişdir. Bir karbon mənbəyi olaraq, fərqli həlledicilərdən istifadə olunaraq, əldə edilən KNB – ları təhlil edildi və tsikloqeksan həlledicisində ferrosenin miqdarı, 15 ilə 18 mq / ml arasında dəyişdirildi. Bu da, diametri $d = 10 - 85$ nm ölçüsünə malik çoxdivarlı KNB – larının və $d = 0.85 - 1.14$ nm ölçüsünə malik birdivərli KNB – larının yetişdirilməsinə gətirib çıxarı.

1. Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ) являются замечательными объектами, которые, по – видимому, должны революционизировать технологический ландшафт в ближайшем будущем. Углеродные нанотрубки (УНТ) представляют собой трубчатые структуры,

состоящие из атомов углерода, имеющие диаметр порядка нанометров, но длину в микрометрах. УНТ по конфигурации эквивалентны двумерному листу графена, свернутому в трубу. Модуль Юнга УНТ составляет более 1 ТПа, а предел прочности составляет около 200 ГПа. В зависимости от атомного расположения атомов углерода, составляющих УНТ (хиральность), электронные свойства могут быть металлическими или полупроводниковыми по своей природе. Это делает их широко используемыми в нескольких применениях благодаря их уникальным электрическим, механическим, оптическим, тепловым и другим свойствам. Применение УНТ обычно определяется структурой УНТ, которая придает им особые свойства. Возможные применения УНТ включают проводящие пленки, солнечные элементы, топливные элементы, супер конденсаторы, транзисторы, запоминающие устройства, дисплеи, разделительные мембраны и фильтры, системы очистки, датчики, одежда, сенсоры для магнитно – силовой микроскопии (МСМ) [1 – 3], магнитные запоминающие устройства [4 – 6], медицина (доставка лекарств) [7 – 9] и т. д. Для успешного применения в нано электронных устройствах важно иметь УНТ с очень высоким качеством, без каких – либо примесей. В этом аспекте технология выращивания играет важную роль.

УНТ могут быть получены различными методами; у каждого есть своя специфика, преимущества и последствия. Методы синтеза можно классифицировать как физические или высокотемпературные: метод дугового разряда [10 – 13] и метод лазерной абляции [14 – 16]; химическая или средняя температура: метод химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ) [17 – 22]. Физические методы позволяют производить одностенные или многостенные УНТ; производят очень мало дефектов, носелективность (наличие аморфного углерода и других веществ) и продуктивность часто низка.

Методы синтеза УНТ с точки зрения обеспечения необходимых физических (механических и электрических) параметров, качества, чистоты, количества и воспроизводимости, а также разумной стоимости, являются ключом к их будущему использованию на практике. Среди различных способов разработки метод химического осаждения из паровой фазы представляется наиболее перспективным. Метод химического осаждения из газовой фазы привлекает больше внимания из-за его высокой производительности и низкой стоимости синтезированных УНТ. Метод химического осаждения из газовой фазы при помощи аэрозоля является одним из методов последнего поколения синтеза чистых МСУНТ из различных примесей и имеет некоторые преимущества, такие как отсутствие предварительной подготовки каталитического материала, отсутствие необходимости процесса последующей очистки от различных кислот, приводящих к разрушению УНТ, и отсутствие дополнительных затрат [23]. В данной статье мы сообщаем о получении углеродных нанотрубок при помощи метода химического осаждения из газовой фазы и их характеристики.

2. Структура углеродных нанотрубок

По структурной основе, УНТ бывают двух типов: **1. Одностенные УНТ:** Большинство одностенных нанотрубок (ОУНТ) имеют диаметр около 1 нанометра, а длина трубки может быть во много миллионов раз больше. Структура ОУНТ может быть представлена путем обертывания графитового слоя толщиной в один атом, называемого графеном, в цельный цилиндр. То, как графеновый лист обернут, представляется парой индексов (n , m), называемых вектором хиральности. Целые числа n и m обозначают число

единичных векторов вдоль двух направлений в ячеистой кристаллической решетке графена (Рис.1). **2. Многостенные УНТ:** Многостенные нанотрубки (МУНТ) состоят из нескольких слоев графита, накатанных друг на друга, чтобы сформировать форму трубки (Рис.2). Существуют две модели, которые можно использовать для описания структуры МУНТ. В модели «Русская матрёшка» листы графита расположены в концентрических цилиндрах, например, одностенная нанотрубка (ОУНТ) внутри более крупной одностенной нанотрубки. В пергаментной модели один лист графита оборачивается вокруг себя, напоминая свиток пергамента или свернутую газету. Межслойное расстояние в МУНТ близко к расстоянию между графеновыми слоями в графите и составляет примерно 3.4 Å.

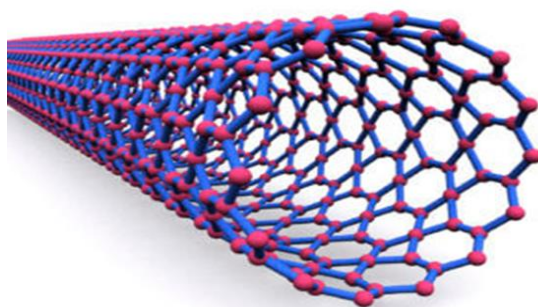


Рис.1. Одностенные УНТ.

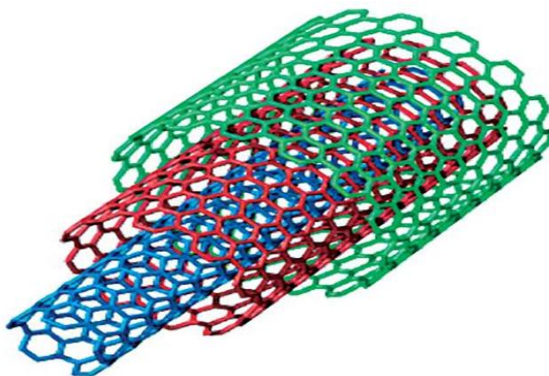


Рис. 2. Многостенные УНТ.

3. Экспериментальная часть

Схема метода «химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ)» на основе аэрозоля, предназначенный для синтеза УНТ, представлен на рис.3.

Система Аэрозольного – ХОГФ состоит из горизонтального кварцевого реактора (длиной 2 м и кварцевой трубки диаметром 45 мм), окруженного подвижной электрической печью длиной 35 см. Эта технология основана на инъекции раствора в реактор в виде аэрозоля и его разложении при высокой температуре (830 – 1000°C). В качестве раствора для аэрозоля пригодны углеводородные жидкости. Исходный материал варьируется в максимальных пределах 40 – 60 мл. В зависимости от условий эксперимента и количества исходного материала, выход продукта составлял 2.0 – 2.5 г / час. Развитие системы в нашей лаборатории приводит к тому, что при непрерывном добавлении источника углерода в течение эксперимента (50 – 150 мл) мы получили производительность 20 – 30 г / ч. Количество и качество выращенных УНТ зависит от

многих факторов, которые будут проанализированы позже. Мы использовали многие органические растворители: циклогексан, спирт, ацетон и бензол в смеси с ферроценовым ($\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$) катализатором в различных концентрациях. В качестве транспортного газа использовалась смесь Ar/H_2 . Из системы откачивали воздух и заполняли аргоном. Для получения аэрозоля использовалось высокочастотное (800 кГц) ультразвуковое устройство (преобразователь). При достижении необходимой температуры печи, образовавшаяся аэрозоль поступала в систему посредством общего потока газа со скоростью $850 \text{ см}^3/\text{мин}$. Во время процесса синтеза в систему поступал газообразный водород. После процесса осаждения и охлаждения, синтезированные УНТ, соскребали со стенок трубок без применения какой-либо влажной химической обработки, как в других ХОГФ методах [23]. Каждый образец УНТ, полученный при различных условиях синтеза был проанализирован. Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) использовалась для наблюдения морфологии и характеристики геометрических параметров (диаметр, длина) полученных УНТ.

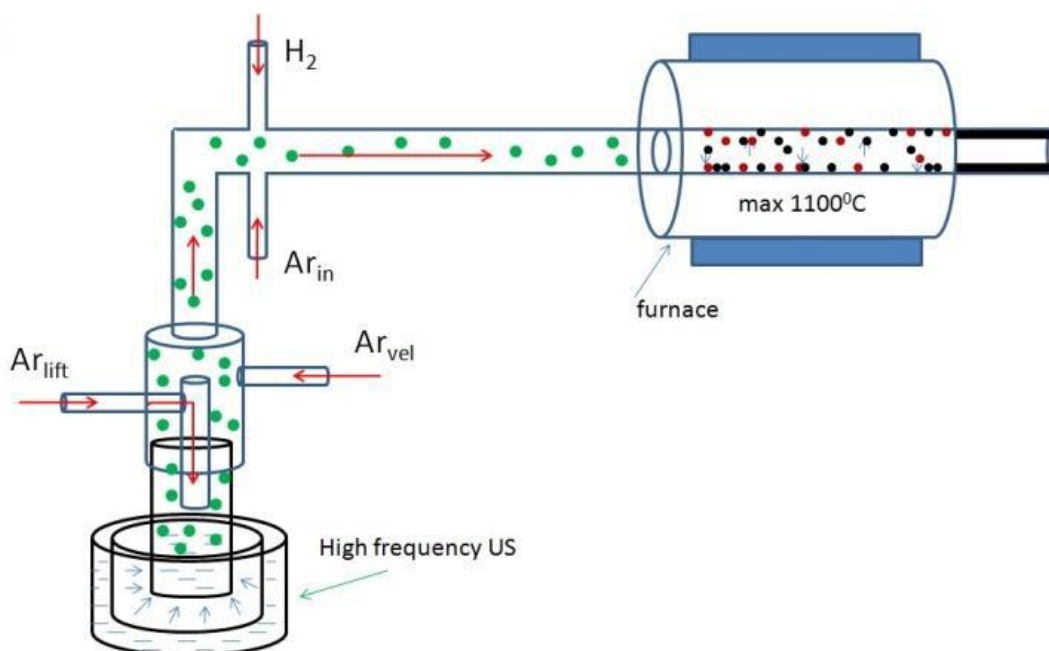


Рис. 3. Принципиальная схема оборудования аэрозольного – ХОГФ.

4. Результаты и обсуждения

Температура выращивания является одним из основных параметров и оказывает доминирующее влияние на процесс роста УНТ. Температуры выращивания задавалась в диапазоне $830 - 1000^\circ\text{C}$ (см. Рис.4). Более низкие температуры синтеза приводят к низкому выходу углеродных нанотрубок, в то время как наблюдения СЭМ показывают, что повышение температуры привело к образованию других углеродных структур или пиролитического углерода, относительный вес которых по отношению к УНТ увеличивается при высоких температурах (выше 900°C). Наблюдается, что при 1000°C другая структура углерода или пиролитический углерод были сформированы на кварцевой трубке (рис.4в). Кроме того, повышение температуры реакции ближе к пределу привело к образованию более прямых, гладких и более длинных УНТ (при $830^\circ\text{C} \sim 90 \text{ мкм}$, $950^\circ\text{C} \sim 630 \text{ мкм}$ (см. Рис.5)).

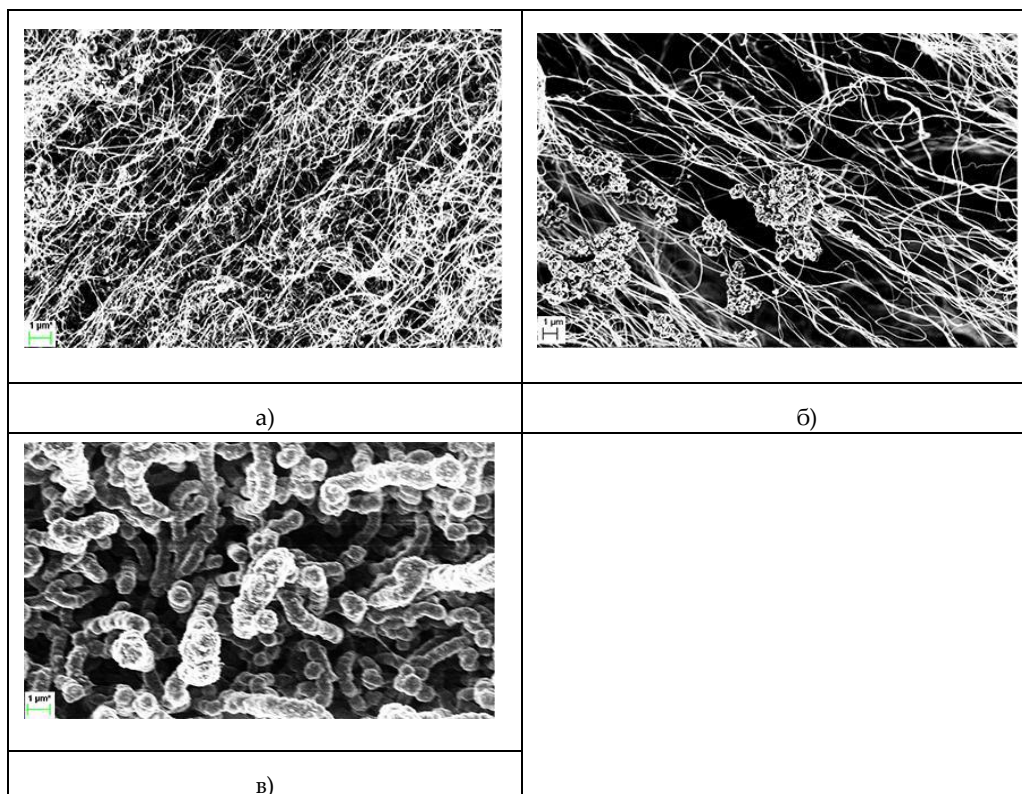


Рис. 4. СЭМ изображения УНТ, выращенных при разных температурах: а) 830; б) 900; в) 1000 °С

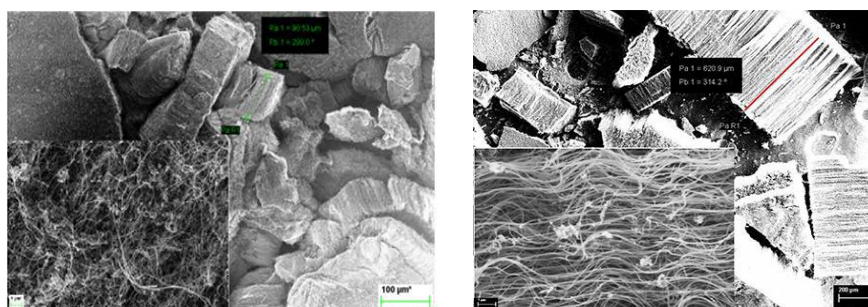


Рис. 5. Выращенные УНТ при температурах 830 °С (слева) и 950 °С (справа)

Заключение

Для синтеза чистых УНТв большом количестве (20–30г / ч), был разработан метод ХОГФ на основе аэрозоля. Различные источники углерода и экспериментальные условия были использованы для выращивания более чистых, длинных и гладких УНТ с меньшим диаметром. Наши эксперименты показывают, что методом ХОГФ, УНТне могут быть выращены в случае отсутствия ферроцена в растворе. Результаты анализа СЭМ дают основание предполагать, что в нашем процессе синтеза доминирует механизм «роста с кончика».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Winkler, T. Mühl, S. Menzel, R. Kozhuharova – Koseva, S. Hampel, A. Leonhardt and B. Büchner. Magnetic force microscopy sensors using iron – filled carbon nanotubes. J. Appl. Phys. 2006;99: 104905/1 – 5.
2. F. Wolny, T. Mühl, U. Weissker, K. Lipert, J. Schumann, A. Leonhardt and B. Büchner, Iron – filled carbon nanotubes as novel monopole – like sensors for quantitative magnetic force microscopy. Nanotechnology 2010;21;43:5501.

3. Borowiak – Palen, E. Mendoza, A. Bachmatiuk, M.H. Rummeli, T. Gemming, J. Nogues, V. Skumryev, R.J. Kalenczuk, T. Pichler, S.R. P. Silva Iron – filled single – wallcarbon nanotubes – A novel ferromagnetic medium. *Chemical Physics Letters* 2006; 421: 129–133.
4. T. Mühl, D. Elefant, A. Graff, R. Kozhuharova, A. Leonhardt, I. Mönch, M. Ritschel, P. Simon, S. Groudeva – Zotovaand C. M. Schneider: Magnetic properties of aligned Fe – filledcarbon nanotubes. *J. Appl. Phys.* 2003;93: 7894 – 7896.
5. Müller, S. Hampel, D. Elefant, K. Biedermann, A. Leonhardt, M. Ritschel, B. Büchner: Iron – filledcarbon nanotubes grown on substrates with thin metal layers and their magnetic properties. *Carbon* 2006; 44, 9: 1746–1753.
6. M. Terrones: “Carbon Nanotubes: Synthesis and Properties, Electronic Devices and Other Emerging. *International Materials Reviews* 2004;49, 6: 325 – 377.
7. R. Klingeler, S. Hampel, and B. Büchner. Carbon nanotube based biomedical agents for heating, temperature sensing and drug delivery. *International Journal of Hyperthermia* 2008; 24, 6: 496 – 505.
8. S. Costa, E. Borowiak – Palen, A. Bachmatiuk, M. H. Rummeli, T. Gemming and R. J. Kalenczuk. Filling of carbon nanotubes for bio – applications. *Physica Status Solidi, Special Issue: Electronic Properties of Novel Nanostructures* 2007; 244, 11: 4315 – 4318.
9. R.G. Mendes, A. Bachmatiuk, B. Büchner, G. Cuniberti, M.H. Rummeli. Carbon nanostructures as multi – functional drug delivery platforms. *J. Mater. Chem.* 2013;1: 401 – 428.
10. J.L. Hutchison, N.A. Kiselev, E.P. Krinichnaya, A.V. Krestinin, R.O. Loutfy, A.P. Morawsky, V.E. Muradyan, E.D. Obraztsova, J. Sloan, S.V. Terekhov, D.N. Zakharov: Double – walledcarbon nanotubes fabricated by a hydrogen arc – dischargemethod. *Carbon* 2001;39: 761 – 770.
11. Z. Shi, Y. Lian, F.H. Liao, X. Zhou, Z. Gu, Y. Zhang, S. Iijima, H. Li, K.T. Yue, S.L. Zhang. Large – scale synthesis of single – wallcarbon nanotubes by arc – dischargemethod. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 2000; 61: 1031 – 1036.
12. T. Sugai, H. Yoshida, T. Shimada, T. Okazaki, and H. Shinohara. New synthesis of highqualitydouble – walled carbon nanotubes by high temperature pulsed arc – discharge. *Nano Lett.* 2003;3, 6: 769 – 773.
13. C. Liu, H.T. Cong, F. Li, P.H. Tan, HM Cheng, K. Lu, B.L. Zhou et al. Semi – continuous synthesis of single – walledcarbon nanotubes by a hydrogen arc – discharge method. *Carbon* 1999; 37: 1865 – 8.
14. W.K. Masera, E. Muñoz, A.M. Benito, M.T. Martínez, G.F. de la Fuente, Y. Maniet, E. Anglaret, J.L. Sauvage. Production of high – densitysingle – wallednanotube material by a simple laser – ablation method. *Chemical Physics Letters* 1998; 292, Issues 4 – 6, 14: 587 – 590.
15. R.L. Van der Waal, G.M. Berger, T.M. Tich. Carbon nanotube synthesis in a flame using laser ablation for in situ catalyst generation. *Applied Physics A* 2003;77, 7: 885 – 889.
16. Changxin Chen, Wenzhe Chen, Yafei Zhang. Synthesis of carbon nanotubes by pulsed laser ablation at normal pressure in metal nano – sol. *Low – dimensional Systems and Nanostructures, J. Physica E* 2005; 28, 2: 121 – 127.
17. K. Koziol, B.O. Boskovic, and N. Yahya. Synthesis of Carbon Nanostructures by CVD Method. *Carbon and Oxide Nanostructures, Adv. Struct. Mater.* 2010; 5, 23 – 48.
18. S.S. Meysami, F. Dillon, A.A. Koos, Z. Aslam, N. Grobert. Aerosol – assisted chemical vapor deposition synthesis of multi – walled carbon nanotubes: I. Mapping the reactor. *Carbon* 2013; 58: 151 – 158.
19. S.S. Meysami, A.A. Koos, F. Dillon, N. Grobert. Aerosol – assisted chemical vapor deposition synthesis of multi – walled carbon nanotubes: II. An analytical study. *Carbon* 2013; 58: 159 – 169.
20. S.S. Meysami, A.A. Koos, F. Dillon, M. Dutta, N. Grobert. Aerosol – assisted chemical vapor deposition synthesis of multi – walled carbon nanotubes: III. Towards upscaling. *Carbon* 2015; 88: 148 – 156.
21. A.G. Nasibulin, S.D. Shandakov, M.Y. Timmermans, O.V. Tolochko, E.I. Kauppinen, Synthesis of Single – Walled Carbon Nanotubes by Aerosol Method. *Inorganic Materials: Applied Research* 2011; 2, 6: 589 – 595.
22. Y. Tian, A.G. Nasibulin, B. Aitchison, T. Nikitin, J. Pfaler, H. Jiang, Z. Zhu, L. Khriachtchev, D.P. Brown, E.I. Kauppinen, Controlled Synthesis of Single – Walled Carbon Nanotubes in an Aerosol Reactor. *J. Phys. Chem. C* 2011; 115: 7309 – 7318.
23. Krause, M. Ritschel, Ch. Tschner, S. Oswald, W. Gruner, A. Leonhardt, P. Ptschke. Comparison of Nanotubes Produced by Fixed Bed and Aerosol – CVD Methods and Their Electrical Percolation Behaviour in Melt Mixed Polyamide 6.6 Composites. *Composites Science and Technology* 2010; 70: 151 – 160.

UOT 539.12-17PASC 25.40-EP**STUDY OF SCATTERING RELATIVISTIC ELECTRONS IN ATOMS****MIRTEYMUR M.M., ALIYEVA, M.H., TAGIYEVA S.A., SARICANOVA V.K.**

Azerbaijan State University of oil and Industry

*mmmteymur@yahoo_.com***ABSTRACT**

Differential cross section elastic scattering of electrons, resulting in distorted-wave approximation, calculated on the basis of the proposed mathematical method. Screening function in atoms selected as a function of the computed in the approximation of Dirac-Hartree-Fock-Slater, a superposition of spherical symmetric potential Yukawa. Screening function in atoms were studied In, Ga, Se and Yb atoms when the energies of electrons falling 80eV and calculated the radii of these atoms.

Keywords: e (e,A) scattering; spatial structure; atoms.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЙЯНИЕ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ**АННОТАЦИЯ**

Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов, полученное в искаженно-волновом приближении, вычислено на основе предложенного математического метода. Функция экранирования в атомах выбрано в виде функции вычисленного в приближении Дирака-Хартри-Фока-Слейтера, являющегося суперпозицией сферически симметричного потенциала Юкавы. Исследованием упругого рассеяния электронов в атомах In, Ga, Se и Yb при энергиях падающих электронов 80эВ, определены эффективные радиусы этих атомов.

RELYATIVISTIK ELEKTRONLARIN ATOMLARDAN SƏPİLMƏSİNİN TƏDQIQI**XÜLASƏ**

Elektronların atomdan səpilməsinin diferensial effektiv kəsiyi təhrif olunmuş dalğalar nəzəriyyəsi əsasında, təklif olunmuş riyazi metod ilə hesablanmışdır. Atomun ekranlaşdırma funksiyası Dirak-Hartri-Fok-Sleyter yaxınlaşmasından alınmış funksiya şəklində seçilmişdir. Bu funksiya özü isə sferik - simmetrik Yukava potensialından alınmış funksiyaların superpozisiyası şəklində verilmişdir. Enerjisi 80eV olan elektronların In, Ga, Se və Yb atomlarından elastiki səpilməsi tədqiq edilməklə, bu atomların radiusları tapılmışdır.

I. Introduction

One of the conclusions of interest made with studies of the properties of atoms scattering of electrons, is the angular position lows of differential cross sections, which are considered one of the fundamental properties of scattering in the broad field of energy [1].

As is known, the provisions of the diffraction minima allow you to determine the size of the target (atom). But the depth of these minima depends mainly on the front falling electronic waves.

Conducted numerous theoretical analysis of differential cross sections obtained from the experiment on scattering of electrons on nuclei and atoms [2] have shown that the distortion in the fronts of waves falling and leaving particles in the target box, fills diffraction minima and moves them to the left side that leads to better agreement with experiment theories.

II. The Proposed Theory

To explore the properties of scattering atoms, electrons [3] in an analytical form of expression for the differential cross section of elastic and inelastic scattering of relativistic

electrons in atoms. As shown in this work, the wave function of the electron re-scattered obtained from the solution of the Dirac equation. One of the important properties of this function is that distortion is counted as in phase and amplitude of falling and going of waves. In addition, these members a distorting function are function of the screening function of electric charge in an atom.

Differential cross-section electrons scattering is determined by the standard way [4]:

$$\frac{d\sigma_{if}}{d\Omega} = \frac{E_i E_f}{(2\pi)^2} \cdot \frac{k_f}{k_i} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{\sigma_i \sigma_f} \sum_{M_i M_f} \left| T_{if} \right|^2 \quad (1)$$

The matrix element of the transition from initial state (i) Atom in the final (f) in the high-energy approximation is presented as

$$T_{if} = \langle J_f M_f | \int d\mathbf{r} \Psi_f^{(-)+}(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \Psi_i^{(+)}(\mathbf{r}) | J_i M_i \rangle \quad (2)$$

The potential energy of Coulomb interaction scattering electrons with target Atom represent both

$$V(\mathbf{r}) = -Ze^2 \int \frac{\rho(\mathbf{x}) d\mathbf{x}}{|\mathbf{r} - \mathbf{x}|} \quad (3)$$

For the matrix element of the process we get

$$T_{if} = -4\pi Ze^2 \langle J_f M_f | \int d\mathbf{x} \frac{g(\mathbf{x})}{q_{\text{eff}}^2(\mathbf{x})} \exp\{i[\mathbf{q}\mathbf{x} + \phi(\mathbf{x})]\} \rho(\mathbf{x}) | J_i M_i \rangle \quad (4)$$

Here

$$q_{\text{eff}}(\mathbf{x}) = \mathbf{q} + \nabla\phi(\mathbf{x}) \quad (5)$$

- effective impulse of transfer of incident electrons to the target atom.

In order to study the elastic scattering of electrons on atoms, express differential cross section through the form factor atom

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 |F(q)|^2 \quad (6)$$

Where is

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = \left(\frac{2Ze^2 k}{q^2} \right)^2 \cos^2 \theta/2 \quad (7)$$

- electron scattering cross section at the point atom. Form-factor atom when it takes the form

$$F(\mathbf{q}) = q^2 \int \frac{g(\mathbf{x}) d\mathbf{x}}{q_{\text{eff}}^2(\mathbf{x})} e^{i[\mathbf{q}\mathbf{x} + \phi(\mathbf{x})]} \rho_e(x) Y^*(\hat{x}) d\mathbf{x} \quad (8)$$

In here, $|\mathbf{q}| = |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f| = 2ks \sin \vartheta/2$ is the momentum transfer falling electrons atom target. This assumes that $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_f| = k$.

When calculating the three-dimensional integral (8), applying mathematical method proposed in [5], express of atom form-factor resulting in distorted-wave approximation, via plane wave form-factor - $F_{\pi}(q)$:

$$F(q) = 2\pi i(qR) \sum_{n=0}^2 [Re\beta_n F_{\Pi}^{(n)}(q) + Im\beta_n F_{\Pi}^{(n)}(q)] \quad (9)$$

Here $F_{\Pi}^{(n)}(q) = \frac{\partial^n F_{\Pi}(q)}{\partial q^n}$, a flat wave form factor:

$$F_{\Pi}(q) = R \sum_{\varepsilon=\pm 1} \varepsilon \int_0^{\infty} e^{iqx\varepsilon} \rho_{\varepsilon}(x) x dx \quad (10)$$

To calculate the $F_{\Pi}(q)$, it is necessary to select function charge density distribution in atom. Using electrostatic potential property of an individual atom, computed in the approximation of Dirac-Hartree-Fock-Slater, a superposition of spherical symmetric Yukawa potential, screening function in an atom we choose as

follows [6].

$$\rho(x) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\mu=1}^3 A_{\mu} \alpha_{\mu}^2 \frac{e^{-\alpha_{\mu}x}}{x} \quad (11)$$

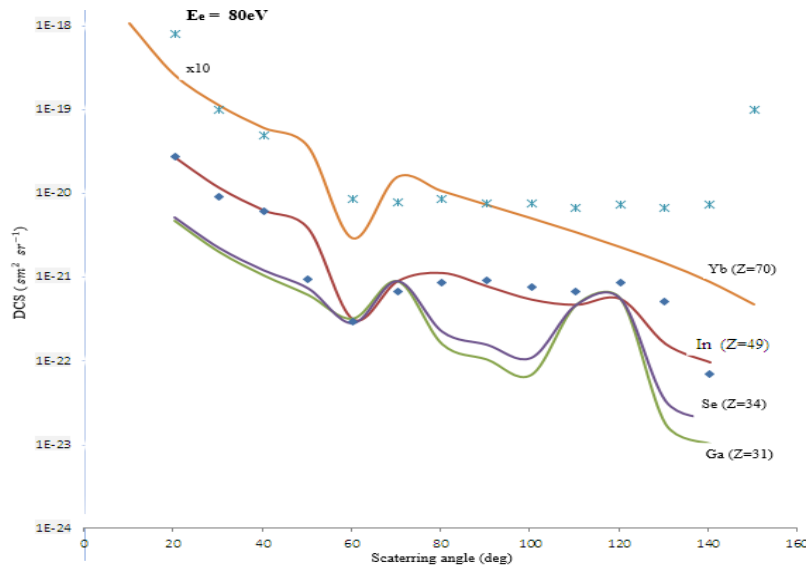


Fig.1. The cross sections (DCS) for the elastic scattering of electrons on In, Ga, Se, and Yb atoms at $E_e = 80$ eV. The solid line is the results of theoretical calculations, the points are the experimental data [7, 8]

Here, the parameters A_{μ} and α_{μ} are determined by the analytical procedure of fitting to the potential values found by the Dirac-Hartree-Fock-Slater self-consistent field method.

After taking into account this expression in (10), the form factor takes the following form:

$$F_{\Pi}(q) = \frac{2i}{4\pi} \sum_{\mu=1}^3 \frac{A_{\mu} \alpha_{\mu}^2}{q^2 + \alpha_{\mu}^2} \{qR - [qR \cos(qR) + (\alpha_{\mu}R) \sin(qR)]e^{-\alpha_{\mu}R}\} \quad (12)$$

3. Results and discussions

The differential cross section for the scattering of electrons on In, Ga, Se, and Yb atoms at energies of 80 eV is calculated and the radii of these atoms are determined:

$R_{In} = 2,5A$, $R_{Ca} = 4,0A$, $R_{Se} = 1,4A$, $R_{Yb} = 1,4A$. Figure 1 shows the progress of the differential cross sections calculated by the above theory in comparison with experimental data. It has been seen that it has been measured, and the theoretical curve was shifted to large angles. In contrast, the In atom has two minima and in both diffraction angles the theory and experiment coincide. In addition, the maxima in all three atoms, both in experiment and in theory, coincide. As can be seen from expression (12), taking into account the distortions in both the amplitude and phases in the wave functions of the incident and outgoing electrons allows us to obtain a convenient and simple expression for the atomic form factor. This allows multiple calculations of differential cross sections for numerous atoms and at the same time achieving good agreement with experiment.

REFERENCES

- [1]. Mott N., Messis G., Atomic collision theory, In. lit. M. 1965, 352
- [2]. Mirteymur M.M., Aliyeva M.Kh., Rasulova A.V. Investigation of atoms by the electron scattering . ANAS Journal of Radiation Researches, Vol.4, No 1, p. 62-67, 2017
- [3]. Mirteymur M.M., Aliyeva M.Kh., Resulova A.T, Tagiyeva S.A. Analytic Distorted- Wave Approximation for Electron Scattering from Atomic Calculations International Journal of High Energy Physics. Vol.4, No5 , p.52-57, 2017
- [4]. Mirabutalybov M.M. The study of atomic nuclei scattering particles Gmb H \$ Co KG, Germany, Acad. Pub. 2011, p.246
- [5]. Mirabutalybov M.M. Non-relativistic description of nucleon-nuclear scattering. Ros. AN, Physics of Atomic Nuclei Vol. 67, No 12, p.2171, 2004
- [6]. Salavat F, Martinez J.D. et al. Analytical Dirac-Hartree-Fock—Slaater screening function for atoms ($Z=1-92$). Phys. Rev A Vol.36, p.2467-474, 1987
- [7]. Kedemen V.I., Remeta E.Yu.. Elastic scattering of electrons by europium and ytterbium atoms. Journal of Technical Physics, Vol.83, p.46-56, 2013
- [8]. Maja S., Rabasovic J. Elektron-indium atom scattering and analizis of electron and optical spektra . Phys. Conf. Ser. 565 , 012006, 2014

UDC 538.3

PACS numbers: 11.10.Kk, 13.40.Hq, 14.20.Dh, 14.20.Gk

π MESON- Λ BARYON COUPLING CONSTANT IN THE HARD-WALL AdS/QCD MODEL

^{1,A}SH.A. MAMEDOV, ^{2,B}SH.I.TAGHIYEVA

¹Institute for Physical Problems, Baku State University, Baku, Azerbaijan,

^{1,2}Theoretical Physics Department, Physics Faculty, Baku State University, Baku, Azerbaijan,

¹Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan.

^ash.mamedov62@gmail.com, ^bshahmaz.ilqarzadeh.92@mail.ru

ABSTRACT

The meson-baryon coupling constants are the essential quantities in understanding the structure of SU (3) baryons and in describing various productions such as meson-baryon scattering, photoproduction and electroproduction of hadrons.

In this paper, we calculated the coupling constant between π meson- Λ baryon in the framework hard-wall AdS/QCD model.

We find the Λ baryon's profile function in the hard wall and use the chiral symmetry broken Lagrangian for definition of the $g_{\pi\Lambda}$ coupling constant. All particles were taken in the ground state. Profile function of Λ baryon differs from one for nucleons by expression of $v(z)$ function. We have carried out various numerical analyses, varying the model parameters such as the IR cutoff z_m , the quark condensates σ_s, σ_u , Yukawa coupling g and numerical value of $v(z)$ for Λ baryon. Numerical value of this constant is close to experimental value. It means, AdS/QCD models is rare for to calculate couplings between elementary particles. The numerical calculations were made in "MATHEMATICA11" program.

Key words: AdS/CFT correspondence, hard wall model, meson, baryon, coupling constant.

AdS/KXD SƏRT DIVAR MODELİNDƏ π MEZON- Λ BARION QARŞILIQLI TƏSİR SABITI

XÜLASƏ

Mezon-barion qarşılıqlı təsir sabitinin hesablanması barionların SU (3) simmetriyasının öyrənilməsində və müxtəlif hadisələrin təsvirində mezon-barion səpilmələrində, hadronların daxili xüsusiyyətlərinin öyrənilməsində əsas kəmiyyətdir.

Bu məqalədə AdS/KXD-nin sərt divar modeli çərçivəsində π mezon- Λ barion qarşılıqlı təsir sabitini hesablamışıq.

Biz Λ barionun sərt divar modelində profil funksiyasını araşdırdıq və $g_{\pi\Lambda}$ qarşılıqlı təsir sabitini hesablamaq üçün kiral simmetriyasının pozulma laqranjianından istifadə etmişik. Bütün zərrəciklər əsas halda götürülmüşdür. Modelin İQ sərhəddin z_m , kvark kondensatlarının σ_s, σ_u , Yukawa qarşılıqlı təsir sabitinin g və Λ barion üçün $v(z)$ -in ədədi qiymətləri tətbiq olunmuşdur. Sabitin ədədi qiyməti təcrübi qiymətə yaxın alınmışdır. Deməli, AdS/KXD modelləri elementar zərrəciklər arasındakı qarşılıqlı təsir sabitinin hesablanması üçün yararlı modeldir. Nəzəri hesablamalar "MATHEMATICA11" programında aparılmışdır.

Açar sözlər: AdS/KSN uyğunluğu, sərt divar modeli, mezon, barion, qarşılıqlı təsir sabiti.

КОНСТАНТА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π МЕЗОНА С Λ БАРИОНОМ В МОДЕЛИ ЖЕСТКОЙ СТЕНЫ AdS/KXD

РЕЗЮМЕ

Константа мезон-барионной связи является существенной величиной для понимания структуры SU(3) барионов и для описания различных процессов, таких как мезон-барионное рассеяние, фотопродукция и электропродукция адронов.

В этой статье мы вычисляли константу взаимодействия между π мезоном и Λ барионом в рамках модели жесткой стены AdS/KXD.

Мы находим профильную функцию и используем Лагранжиана нарушения киральной симметрии для определения константы взаимодействия $g_{\pi\Lambda}$. Все частицы взяты в основном состоянии. Профильная функция Λ бариона отличается от профилной функции нуклонов функцией $v(z)$. Мы провели различные численные

анализы параметры модели такие как, кварковые конденсаты σ_s, σ_u связь Ювавы и численное значение $v(z)$ для Λ бариона. Численное значение этой константы близка экспериментальному значению. Это означает, что модели АдС/КХД надежны для расчета связи между элементарными частицами. Численные расчеты сделаны в программе «Mathematica».

Ключевые слова: АдС/КТП переписка, модель с жесткой стеной, мезон, барионов, константа связи.

I. Introduction

In the twentieth century, physicists made much progress in the theoretical understanding of many phenomena in nature, related to quantum theory and gravity. The basic building blocks of the physical world are particles and their interactions.

The Anti-deSitter/ Conformal Field Theory correspondence (AdS/CFT) is one of the most exciting discoveries in modern theoretical physics in the last two decades. The AdS/CFT correspondence discovered by Maldacena in 1997 and this correspondence relate string theory in 10 dimensions with Yang-Mills theories in 4 dimensions[8]. In particular, the string theory can be defined on $AdS_5 \times S^5$ space, where the n-dimensional Anti deSitter space is the Lorentzian analogue of the hyperbolic space and constitutes the maximally symmetric vacuum solution of Einstein's equation in n dimensions, with a negative cosmological constant, Λ . Also, this correspondence may be adapted to describe the low-energy dynamics of QCD. In the simplest model is known as AdS/QCD.

Recently papers are dedicated calculating couplings, form factors of particles. Mass spectra of the baryon octet and their low-lying excited states are given in [4].

In this paper we are interested in calculation of the coupling between π meson and Λ baryon using AdS/QCD models.

This article is organized as follows: In Sec. II, we present AdS/QCD hard-wall model and action in this model. In Sec. III, we discuss profile function for fermions in hard-wall model, which this profile functions are used in calculating π meson- Λ baryon coupling constant. Next, in Sec. IV, we define π meson- Λ baryon coupling constant using introducing Yukawa couplings between bulk spinors and bulk scalar. The result of the calculation are presented in Sec. V.

II. The Model

The model uses an AdS space with a hard-wall cutoff in the IR as the holographic 5D background. The metric is

$$ds^2 = g_{MN} dx^M dx^N = \frac{1}{z^2} (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - z^2) \quad (1)$$

The 4-dimensional metric $\eta_{\mu\nu}$ has Minkowski signature: $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$. The model is defined in the range: $\epsilon \leq z \leq z_m$.

The 5D gauge action in AdS for the scalar X field is as below[5]:

$$S = \int d^5x \sqrt{G} \text{Tr} [|DX|^2 + 3|X|^2] \quad (2)$$

Where, $\sqrt{G} = 1/z^5$, Covariant derivative D_M is defined as follows:

$$D_M = \partial_M X - iA_L^M X + XA_R^M \quad (3)$$

X-is the 5 dimension bulk scalar field and can be written as:

$$X(z) \approx \frac{1}{2} am_q z + \frac{1}{2a} \sigma z^3 \quad (4)$$

In the chiral limit, we can write

$$X(z) = v(z)e^{iP(x,z)}$$

Where $P(x, z)$ -is proportional to the pion fields upon the Kaluza-Klein(KK) reduction to four dimensions.

The vector current of baryons can be calculated from the generating function Z which is defined as an exponent of classical bulk action S:

$Z_{AdS} = e^{iS_{int}}$ AdS/CFT claims that generating functionals of two theories are equivalent[8]:

$$Z_{gauge} = Z_{AdS} \quad (5)$$

Where, Z_{gauge} is the generating functional of a gauge theory, Z_{AdS} is the generating functional of a gravitational theory.

For the hard-wall model S_{int} is defined as following:

$$S_{int} = \int_0^{z_m} d^5x \sqrt{G} L_{int} \quad (6)$$

The value of the baryon current is vital in order to calculate coupling constant. The current is expressed below in the boundary QCD theory:

$$\langle J \rangle = -i \frac{\delta Z_{AdS}}{\delta \rho^0} \Big|_{\rho^0=0} \quad (7)$$

Couplings of elementary particles are found using (8) expression in AdS/QCD models:

$$J(p', p) = g_{\pi\Lambda} \bar{u}(p') \gamma^5 \frac{\tau^a}{2} u(p) \quad (8)$$

III. Profile Function in the Hard Wall

The minimal bulk action for the Dirac spinor N:

$$S_N = \int d^5x \sqrt{g} \left\{ \frac{i}{2} \bar{N}_1 e_A^M \Gamma^A \nabla_M N_1 - m_5 \bar{N}_1 N_1 + (1 \leftrightarrow 2 \& m_5 \leftrightarrow -m_5) \right\} \quad (9)$$

Where, e_A^M is the vielbein, m_5 is the mass of the bulk spinors and Γ^A is the Dirac matrices ($A=0,1,2,3,5$) and as $[\Gamma^A, \Gamma^B] = 2\eta^{AB}$ is determined.

$$\Gamma^5 = -i\gamma^5 = \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$$

$$\Gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\Gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} (i=1,2,3)$$

The gauge and Lorentz-covariant derivative ∇_M is given by:

$$\nabla_M = \partial_M - \frac{i}{4} \omega_M^{AB} \Sigma_{AB} - i(A_L^a)_M t^a$$

ω_M^{AB} is the spin connection. The non-vanishing components of the spin connection are

$$\omega_M^{5A} = -\omega_M^{A5} = \frac{1}{z} \delta_M^A$$

The Lorentz generator $\Gamma^{AB} = \frac{1}{2i}[\Gamma^A, \Gamma^B]$ for spinor fields.

The 5D spinor is determined as

$$N_i = N_{iL} + N_{iR}$$

Where, $i\Gamma^5 N_{1L} = N_{1L}$ and $i\Gamma^5 N_{1R} = -N_{1R}$.

If we simplify (9) action, we give:

$$(ie_A^M \Gamma^A \nabla_M - m_5) N_1 = 0$$

We now Fourier-transform the bulk spinor as

$$N_{iL,R} = \int f_{iL,R}(p, z) \Psi_{L,R}(p) e^{-ipx}$$

Where, $\Psi_{1L} = \gamma^5 \psi_{1L}$ and $\Psi_{1R} = -\gamma^5 \psi_{1R}$

The corresponding Dirac equation can be written as

$$\left(\partial_z - \frac{2+m_5}{z}\right) f_{1L} = -|p| f_{1R} \quad (10)$$

$$\left(\partial_z - \frac{2-m_5}{z}\right) f_{1R} = |p| f_{1L} \quad (11)$$

If we take into account (11) expression in (10) formula:

$$\left(\partial_z^2 - \frac{4}{z} \partial_z + \frac{6+m_5-m_5^2}{z^2}\right) f_{1L} = -p^2 f_{1L}$$

Similarly,

$$\left(\partial_z^2 - \frac{4}{z} \partial_z + \frac{6+m_5-m_5^2}{z^2}\right) f_{1R} = -p^2 f_{1R}$$

Near the UV boundary, $z=\epsilon$, we find

$$\begin{aligned} f_{1L} &\cong c_1(1+2m_5)z^{2+m_5} + c_2|p|z^{3-m_5} \\ f_{1R} &\cong c_2(2m_5-1)z^{2-m_5} + c_1|p|z^{3+m_5} \end{aligned}$$

$c_{1,2}$ is the normalization constant and was found in [4] and is equal to

$$|C_{1,2}^n| = \frac{\sqrt{2}}{z_m J_2(m_n z_m)}$$

The normalizable solutions for nonzero modes are given by

$$f_{1L,R}(p, z) \sim z^{5/2} J_{m_5 \mp (1/2)}(|p|z) \quad (12)$$

Where, $J_n(x)$ is the Bessel function of the first kind. Thus, nonzero modes satisfy a Bessel equation.

IV. π Meson- Λ Baryon Coupling Constant

For real world QCD the $SU(3)_c$ group admits also the invariant ϵ_{ijk} with i, j, k in the fundamental representation so one can define the baryons[2]:

$$B^{IJK} = \epsilon_{ijk} q^i q^j q^k$$

Where I, J, K are flavor indices ($SU(N_f)$) and i, j, k are $SU(3)_c$ indices. The excited states of baryons form singlets, octets or decuplets but nearly degenerate in parity. The octet baryons are conventionally embedded in the matrix

$$B_j^i = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda \end{pmatrix}$$

As in Ref [3], the bulk baryon fields B_j can be written in the chiral form

$$B_j = B_{jL} + B_{jR} \quad (13)$$

The $B_{jL,R}$ chiral components are written in the form[9]:

$$B_{jL,R}(x, z) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4p f_{jL,R}(z) \psi_{L,R}(p) e^{-ipx} \quad (14)$$

where, $f_{jL,R}(z)$ -are the Kaluza-Klein profiles of the baryon fields, $\psi_{L,R}(p)$ are the 4D spinors. It was found the equation of motion for octet baryon and it was determined the expression of $v(z)$ for different baryons in the baryon octet in [10]. For Λ baryon $v(z)$ was found in the following form:

$$v(z) = \left(2c_2 - \frac{4c_1}{3}\right) v_u(z) + \left(\frac{c_1}{3} + c_2\right) v_s(z) \quad (15).$$

In QCD we know that the bulk of the baryon mass comes from chiral-symmetry breaking. Since the condensate $\langle \bar{q}q \rangle$ is the order parameter of chiral-symmetry breaking, the baryons should get mass through coupling to the condensate. In AdS/QCD [1] it was shown that this can be easily achieved by introducing Yukawa couplings between bulk spinors and bulk scalar:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -g_Y [\bar{B}_1 X B_2 + \bar{B}_2 X^+ B_1] \quad (16)$$

where g_Y -Yukawa coupling B_1 and B_2 are 5-dimensional spinors: $B(p, z) = B_{iL} + B_{iR}$

$B_{iL,R}$ are decomposed by the Kaluza-Klein and Fourier decomposition as

$$B_{iL,R}(x, z) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4p F_{iL,R}(p, z) \psi_{L,R}(p) e^{-ipx} \quad (17)$$

If to take into account the formulas(14) and (17) in (6), final action will get a form[6]:

$$S = \frac{1}{2} \int_0^{z_m} dz \sqrt{G} \int d^4p \int d^4p' e^{i(p-p')x} v(z) P_\pi(p, z) (f'_{2L} f_{1R} - f'_{2R} f_{1L} - f'_{1L} f_{2R} + f'_{1R} f_{2L}) \bar{u}(p') \gamma^5 \frac{\tau^a}{2} u(p) \quad (18)$$

From this action the coupling constant between π meson- Λ baryon can be written as following:

$$g_{\pi\Lambda} = \int_0^{z_m} \frac{dz}{z^5} v(z) P_\pi(z) g_Y (f'_{2L} f_{1R} - f'_{2R} f_{1L} - f'_{1L} f_{2R} + f'_{1R} f_{2L}) \quad (19)$$

V. Result

In this section we present the numerical analysis of the physical observables of the π meson- Λ baryon coupling constant.

The AdS/QCD has provided us a useful tool to calculate hadronic spectra and meson-baryon transition couplings. Numerical values of the some parameters are taken as below:

$$m_\pi = 0.14 \text{ (GeV)}, 3c_2 - c_1 = 14.8, m_u = 0, z_m = (205 \text{ MeV})^{-1}.$$

Furthermore, we take $\sigma_s = \sigma_u = (198MeV)^3$ and the last parameter c_2 was fixed by the mass of Λ -baryon to be $c_2 = 4.52$. We find formula of the $v(z)$ using numerical values c_1 and c_2 for Λ -baryon.

Finally, π meson- Λ baryon coupling constant is computed these numerical value taking into account in "MATHEMATICA11". Numerical result for the value of $g_{\pi\Lambda}$ is 1,214. This consequent is appropriate with experimental value[7]. Experimental value for π meson- Λ baryon coupling constant is 1,115.

REFERENCES

1. D.K.Hong, T.Inami and H.U.Yee, Phys.Lett.B 646, 165 (2007)
2. Fang Zh., Li D, Wu. Y.-L. IR-improved Soft-wall AdS/QCD Model for Baryons // Phys.Lett. B, 2016, v.754, pp.343-348
3. H.C.Ahn, D.K.Hong, C.Park and S.Siwach Phys.Rev. D 80, 054001 (2009)
4. H.C.kim, Y.Ki and U.Yakhshiev. "Mesons and nucleons from holographic QCD in a unified approach", Published by IOP Publishing for SISSA (2009)
5. Horaiu Nstase "Introduction to the AdS\CFT correspondence" Cambridge University Press(2016)
6. J.M.Maldacena, Adv.Theor. Math. Phys. 2,(1998) [Int. J. Theor. Phys.38,1113 (1999)] [arxiv:9711200[hep-th]]
7. K.A.Olive et al. (Particle Data Group Collaboration), Chin. Phys. C 38,090001 92014)
8. Makoto Natsuume ADS/CFT Duality User Guide,Lecture Notes in Physics 903, Springer
9. Stoks V., Rijken Th. Meson-baryon coupling constants from a chiral-invariant SU(3) Lagrangian and application to NN scattering // Nucl. Phys. A, 1997, v.613, pp. 311-341
10. Z.Fang. Phys.Rev. D 94, 074017 (2016)

UOT: 532PASC: 77.22.Ej,64.75Bc,31.70.Dk,61.70Og

РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ДЕКСТРАНА

*МАСИМОВ Э.А., *ОДЖАГВЕРДИЕВА С.Я., **ДЖАФАРОВА Ф.А., *ШАХВЕРДИЕВ Я.Х.

*Бакинский Государственный Университет, Баку

** Бакинский Инженерный Университет

BAKU / AZERBAIJAN

fidan.ceferova91@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В сравнительно широком интервале концентраций изучена зависимость динамической вязкости водных растворов декстрана с молярной массой 40000 г/моль от концентрации полисахарида при температурах 283,15, 293,15, 303,15, 313,15 и 323,15 К. Из зависимости приведенной вязкости водных растворов от концентрации декстрана определены характеристическая вязкость и постоянная Хаггинса при указанных температурах. Показано, что кривые зависимости характеристической вязкости и постоянной Хаггинса от температуры проходят соответственно через пологий максимум и минимум, что должно быть связано с одной стороны увеличением числа контактов между молекулами растворителя и новыми доступными участками макромолекулы по мере возрастания интенсивности теплового движения и процессом дегидратации макромолекулы при повышенных температурах с другой.

Ключевые слова: декстран, постоянная Хаггинса, характеристическая вязкость, водные растворы,

RHEOLOGICAL INVESTIGATIONS OF REPRESENTATIVE SOLVENTS OF DEXTRAN

ABSTRACT

The dependence of the dynamic viscosity of aqueous solutions of dextran with a molar mass of 40,000 g / mol on the concentration of polysaccharide at 283,15; 293,15; 303,15 and 323,15 K temperatures was studied in a relatively wide range of concentrations. The apparent viscosity and Huggins constant were determined at the indicated temperatures by using the dependence of the given viscosity of aqueous solutions on the concentration of dextran. It was shown that the temperature dependence of the apparent viscosity and the Huggins constant pass through a sloping maximum and minimum. It must be related, on one hand, to the increase in the number of contacts between solvent molecules and new accessible sections of the macromolecule with the increase of thermal motion intensity and, on the other hand, to the process of dehydration of the macromolecule at elevated temperatures.

Key words: dextran, Huggins constant, intrinsic viscosity, water solutions

DEKSTRANIN SUDA DURU MƏHLULLARININ REOLOJİ XASSƏLƏRİ

XÜLASƏ

Nisbətən geniş qatılıq intervalında 283.15, 293.15, 303.15, 313.15 və 323.15K temperaturalarda molyar kütləsi 40000 q / mol olan dekstranın sulu məhlullarının dinamik özlülüyünün polisaxaridin qatılığından asılılığı öyrənilmişdir. Sulu məhlulların gətirilmiş özlülüyünün dekstranın qatılığından asılılıqlarından qeyd olunan temperaturalarda xarakteristik özlülük və Хаqqins sabiti təyin edilmişdir. Xarakteristik özlülüyün və Хаqqins sabitinin temperaturdan asılılıq əyrilərinin müvafiq olaraq az meyilli maksimum və minimumdan keçməsi göstərilmişdir. Buda bir tərəfdən istilik hərəkətinin intensivliyinin artması, nəticəsində makromolekulalının təmas üçün mümkün olan yeni sahələrinin və həlledicinin molekulları arasında kontaktların sayının artması və digər tərəfdən makromolekulanın dehidratlaşma prosesi ilə bağlıdır.

Açar sözlər: dekstran, Хаqqins sabiti, xarakteristik özlülük, sulu məhlullar.

Введение

Как известно растворы полимеров в различных растворителях, в частности водные растворы полимеров медико-биологического направления, находят широкое применение

ние в различных отраслях человеческой деятельности. Важное место среди таких полимеров занимают декстраны, группа бактериальных полисахаридов, структурное разнообразие которых обусловлено многообразием производящих декстран штаммов бактерий [1-2]. Особое место среди этих полисахаридов занимают так называемые клинические декстраны со сравнительно малыми значениями молекулярных масс 40-70 тыс. г/моль, которые используются для приготовления плазмозаменителей противошокового и гемодинамического действия, а их сульфаты - как антикоагулянты крови [3-4]. Следует отметить что, несмотря на важность клинических декстранов, некоторые свойства их водных растворов, в том числе оптические, объемные, реологические и другие, недостаточно хорошо изучены. Между тем, результаты исследования водных растворов декстранов различными методами физико-химического анализа могут быть весьма полезными для понимания состояния макромолекул этих полисахаридов в водных растворах и структурных особенностей их растворов.

Материалы и методы исследования

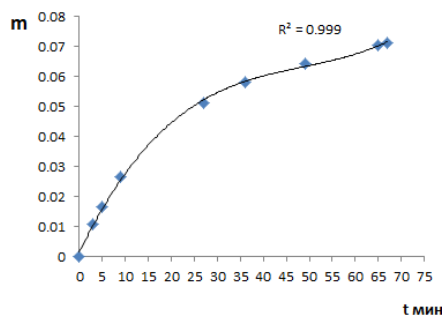
Работа посвящена исследованию вязких водных растворов декстрана с молекулярной массой 40 000 г/моль в сравнительно широком интервале концентраций (0-12 вес.%) и различных температурах (283,15; 293,15; 303,15; 313,15; 323,15 К.). Измерение вязкости водных растворов декстрана проводилось на приборе SVM 3000/G2 *StabingerViscometr*, *AntonPaar* (Австрия). В работе был использован декстран производства Бельгии

(*Chem-LabNV*). Растворы готовили на бидистиллированной воде в молярных колбах на 25 мл, с предварительно установленными объемами с точностью до $\pm 0,005$ мл при температуре $20 \pm 0,02^\circ\text{C}$.

Результаты исследования и их обсуждение

Прежде всего следует отметить, что вследствие гигроскопичности декстранов, возникает необходимость их сушки перед приготовлением растворов [5]. Необходимо указать, что высушенные декстраны начинают поглощать воду уже при взвешивании и это сказывается на точности массы взвешенного образца. Для определения содержания воды в декстране мы решили поступить несколько иначе - изучить кинетику сорбции паров воды декстраном, что применимо конечно только в случае приготовления водных растворов. После сушки предварительно взвешенного образца декстрана ($m=0,3975$ гр.) в сушильном шкафу при температуре около 90°C в течение трех часов, взвешивали навеску в различные моменты времени (t) и определяли массу сорбированной воды на единицу массы образца декстрана(m). Далее строим график зависимости массы сорбированной воды от времени. Кривая зависимости массы сорбированной воды m от времени t представлена на рис.1.

Рис.1. Зависимость массы сорбированной воды на декстране от времени.



Как видно из рисунка кривая $m = f(t)$ имеет такой же вид, что и изотерма адсорбции паров воды на твердых адсорбентах, свойственная для мономолекулярной адсорбции и, которая должна описываться уравнением типа Ленгмюра [6]

$$m = m_{max} \frac{kt}{1 + kt} \quad (1)$$

где m – масса сорбированной воды в различные моменты времени,

m_{max} – максимальная масса воды, сорбированной единицей массы образца декстрана,

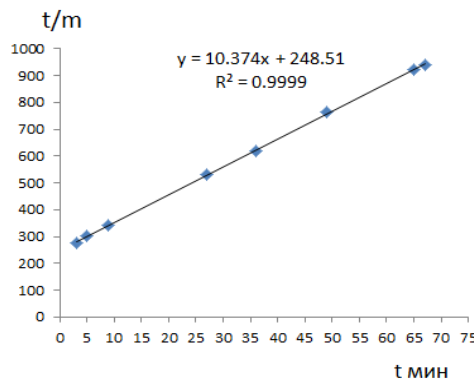
k – константа сорбционного равновесия.

Уравнение (1) можно привести к следующей линейной зависимости

$$\frac{t}{m} = \frac{1}{m_{max} \cdot k} + \frac{1}{m_{max}} t \quad (2)$$

Зависимость $\frac{t}{m} = f(t)$ должно быть линейный.

Рис.2. Зависимость $t/m = f(t)$ для случая сорбции воды декстраном.



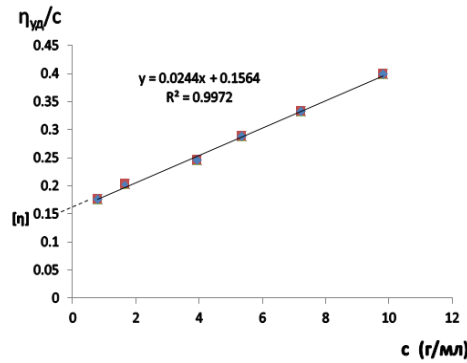
Как видно из рисунка зависимость $t/m = f(t)$ линейна. Найдены константы этого уравнения. Величина обратная тангенсу угла наклона ($\operatorname{tg} \alpha = 10,374$) равна максимальному значению сорбированной воды - $a_{max} = 0,0964$ гр. Следовательно, весовая доля декстрана 40 в образце будет составлять 75,745%. Таким образом, масса декстрана в образце, взятого для приготовления раствора, будет равна массе навески m умноженной на 0,75745. Вновь напомним, что эту методику следует применять только при изучении водных растворов.

На рис.3 приведена зависимость приведенной вязкости водных растворов декстрана ($M = 40\ 000$ г/моль) от концентрации при 303,15 К. Как видно из рисунка, зависимость приведенной вязкости от концентрации (кривая $\frac{\eta_{уд}}{C} = f(C)$) оказывается линейной и хорошо описывается линейным уравнением Хаггинса [5-6]:

$$\frac{\eta_{уд}}{C} = [\eta] + K_h [\eta]^2 C \quad (1)$$

где C – концентрация полимера, выраженная в граммах на 100 мл. раствора, K_h – константа Хаггинса, $[\eta]$ – характеристическая вязкость.

Рис.3. Зависимость приведенной вязкости водных растворов декстрана от концентрации при 303,15 К

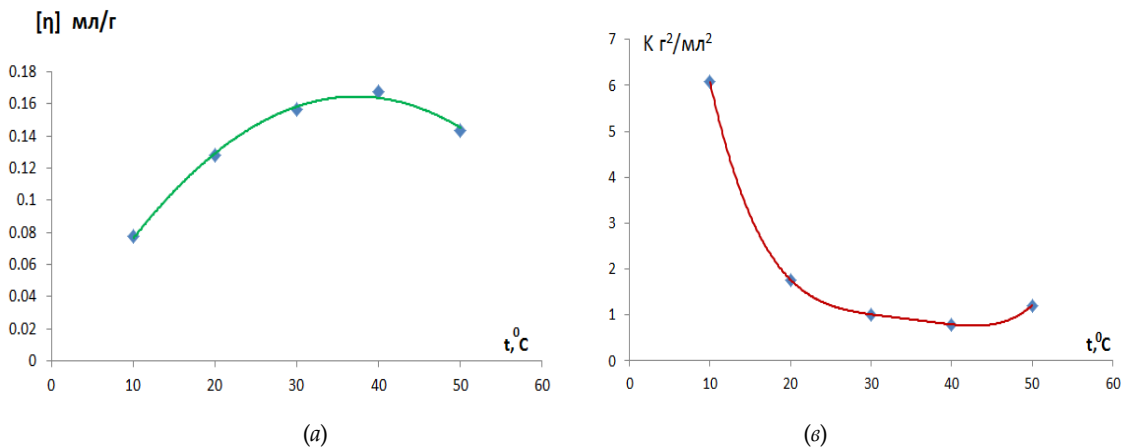


Из линейной зависимости $\frac{\eta_{уд}}{C} = f(C)$, ($R^2=0,9972$) найдены характеристическая вязкость $[\eta]=0,1564$ и константа Хаггинса $K_h = 0,998$ при указанной температуре. Тот факт, что линейная зависимость приведенной вязкости от концентрации соблюдается в широком интервале концентраций, должен быть связан с относительной гибкостью молекул декстрана и тем обстоятельством, что структура водных растворов декстрана не претерпевает существенных изменений с ростом концентрации. Из линейной зависимости приведенной вязкости от концентрации раствора для других температур найдены соответствующие значения характеристической вязкости и константы Хаггинса, температурные зависимости которых приведены в таблице 1 и представлены на рис.4 (а и в).

Таблица 1. Характеристическая вязкость и постоянная Хаггинса для водных растворов декстрана

$t^{\circ}C$.	10	20	30	40	50
$[\eta]$	0,0773	0,1282	0,1564	0,1670	0,1437
K	6,075	1,780	0,998	0,798	0,186
R^2	0,9905	0,9970	0,9972	0,9974	0,9925

Рис.4. Зависимость характеристической вязкости (а) и константы Хаггинса (в) водных растворов декстрана от температуры.



Как видно из рисунка (рис.4, а), характеристическая вязкость растворов декстрана возрастает с увеличением температуры, проходя через пологий максимум, а величина константы Хаггинса (рис.4, в), уменьшается также с увеличением температуры, проходя через пологий минимум (см. таблицу 1). Известно, что величина характеристической

вязкости связана с эффективным объемом макромолекул на единицу её собственной массы и её формой, а величина константы Хаггинса характеризует интенсивность взаимодействия молекул полимера и растворителя. Известно также, что чем лучше растворитель, тем больше характеристическая вязкость и меньше константа Хаггинса. Теоретически константа Хаггинса равна 0,5. В плохом растворителе K_h больше, а в хорошем меньше 0,5 [7-8]. На наш взгляд относительно малые значения характеристической вязкости и повышение значения константы Хаггинса при относительно низких температурах не должны указывать на плохое качество растворителя. Природа компонентов, хорошая растворимость декстрана в воде указывают на сродство полимера и растворителя. В работе [9] было показано, что значительный вклад в теплоту растворения декстрана в воде вносит процесс сольватации макромолекул молекулами воды за счет водородных связей. Поэтому малые значения характеристической вязкости и повышенные значения константы Хаггинса можно объяснить образованием макромолекулами декстрана более компактных клубков при сравнительно низких температурах за счет дальних взаимодействий и образования водородных связей между гидроксильными группами различных звеньев молекулы полимера. Возрастание температуры приводит к увеличению интенсивности теплового движения и проявлению гибкости макромолекулы, способствующей увеличению числа возможных её конформаций, и как следствие, числа контактов между молекулами растворителя с новыми доступными участками макромолекул [10-11]. Все это должно привести к увеличению характеристической вязкости и понижению константы Хаггинса. Тот факт, что уже при 323,15 К значение $|\eta|$ несколько уменьшается, а K_h увеличивается должно быть связано с процессом дегидратации макромолекулы при повышенных температурах, что находится в согласии с принципом равновесия Ле Шателье-Брауна.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Larm O., Lindberg B., Svensson S. Carbohydrate Research, 20, 1971, pp. 39-48.*
2. Медведев С.М. диссертация на соискание ученой степени канд. тех. наук СО РАМН, Бийск, 2014.
3. Преображенская М.Е. Декстраны и декстраназы. Успехи биологической химии, М.: Наука, 1975, т.16, с. 214-235.
4. РОЗЕНФЕЛЬД Е.Л. ДЕКСТРАН, ЕГО ОСОБЕННОСТИ И ЗНАЧЕНИЕ КАК ЗАМЕНИТЕЛЯ ПЛАЗМЫ КРОВИ, «УСПЕХИ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ХИМИИ», 3 ТОМ, М.: ИЗД. АН СССР. 1958, Т.3. С.366-385.
5. Толмачев В.Н., Луговая З.Л., Половинкина Л.И., Пономарева Е.И. Вязкость водных растворов декстрана // Высокомолекулярные соединения, 1982, Т.24 серия Б. № 4, с.255-258.
6. Фролов Ю.Г. Курс коллоидной химии. - М: Химия, 1989, 463 с.
7. Тагер А.А. Физико-химия полимеров. М.: Химия, 1968, 536 с.
8. Məsimov E.Ə. Polimerlərin fiziki kimyası, "Bakı Universiteti" nəşriyatı Bakı, 2010, 410s.
9. Мясоедова В.В., Завьялова С.А., Покровский С.А., Крестов Г.А. Сольватация декстранов в индивидуальных и смешанных растворителях // Докл. Акад. наук СССР, 1988, Т. 303, № 4, с. 901 – 904.
10. Волькенштейн М.В. Конфигурационная статистика полимерных цепей /М-Л, Изд-во АН СССР, 1959, 466 с.
11. Бартенев Г.М., Зеленов Ю.В. Физика и механика полимеров. М.: Высш. школа, 1983, 391 с.

UOT: 539.12PACS No: 03.50.-z

LONGITUDINAL ENERGY LOSS OF CHARGED PARTICLES IN THE MEDIUM

A.M. BAKIROVA

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

sarkhanbakirov@gmail.com

ABSTRACT

It has been investigated energy loss or Bohr loss by braking of charged particles in the field that occurs when particles pass through matter and have obtained the general expression of energy loss. Firstly, it is determined electric field strength $\vec{E}(\vec{r}, t)$ for calculating the energy loss of charged particle in the medium. In calculations, it is used $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ - a tensor expression of dielectric permittivity. It is decomposed $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ into the transverse and longitudinal components and then calculated transverse and longitudinal components of the radiation. It is shown the energy loss as the sum of transverse and longitudinal radiation, when electron moving by braking in the medium. It is called the transverse energy loss as Cherenkov loss and the longitudinal energy loss as polarization or Bohr loss. Finally, using the expression of the longitudinal component of the radiation, it is obtained the final expression for energy loss or Bohr loss in the longitudinal non-relativistic electronic medium.

Key words: Bohr loss, dielectric permittivity, electron, polarization loss, non-relativistic electron, Cherenkov loss.

YÜKLÜ ZƏRRƏCİKLƏRİN MÜHİTDƏ UZUNUNA ENERJİ İTKİSİ

XÜLASƏ

İşdə yüklü zərrəciyin maddədən keçdiyi zaman yaranan sahənin bu yüklü zərrəciyi tormozlandırması zamanı baş verən enerji itkisi və ya Bor itkisi prosesinə baxılmış, uzununa enerji itkisinin ümumi riyazi ifadəsini alınmışdır. Əvvəlcə yüklü zərrəciyin mühitdə enerji itkisini hesablamaq üçün onun yaratdığı sahənin intensivliyini $\vec{E}(\vec{r}, t)$ təyin edilmişdir. Hesablamalarda $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ – dielektrik nüfuzluğu tenzorunun ifadəsindən istifadə edilmişdir. $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ – dielektrik nüfuzluğu tenzorunu eninə və uzununa komponentlərə ayırmaqla, şüalanmanın eninə və uzununa komponentləri hesablanmışdır. Elektronun mühitdə hərəkət edərkən tormozlanması zamanı itirdiyi enerji uzununa və eninə şüalanmanın cəmi şəklində göstərilmişdir. Eninə enerji itkisi Çerenkov itkisi, uzununa enerji itkisi isə, polarizasiya və ya Bor itkisi adlandırılmışdır. Sonda şüalanmanın uzununa komponentinin ifadəsindən istifadə etməklə, qeyri-relyativistik elektronun mühitdə uzununa enerji itkisi və ya Bor itkisi üçün yekun ifadə alınmışdır.

Açar sözlər: Bor itkisi, dielektrik nüfuzluğu, elektron, polarizasiya itkisi, qeyri-relyativistik elektron, Çerenkov itkisi.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ПОТЕРЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СРЕДЕ

РЕЗЮМЕ

Эта работа посвящена продольной потере энергии или боровской потере энергии, которая происходит при торможении заряженных частиц проходящих через вещество. В работе было получено выражение продольной потери энергии заряженной частицы. Для этой цели во первых было вычислено напряжение электрического поля $\vec{E}(\vec{r}, t)$, создаваемое заряженной частицей. В расчетах была использована формула тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$. Разделив тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ на продольную и поперечную части в результате расчетов было найдено продольное и поперечное излучение. Потеренное движущимся в среде электронами окончательное излучение было представлено как совокупность двух – продольных и поперечных частей, известных как поляризационная или боровская потеря энергии и Вавиловское-Черенковское потери энергии. Используя формулу поперечного излучения было найдено общее выражение для поляризационной или боровской потери энергии.

Ключевые слова: диэлектрическая проницаемость, потеря энергии, напряжение электрического поля, продольное излучение.

One of the most important problems in elementary particle physics are the radiation and energy loss problems of high-speed particles when they passing through matter.

As we know, particles which colliding with matter atoms are braked by scattering Coulomb field of nucleus. Braking radiation is important for light particles. However, the source of energy loss is different when heavy particles passing through matter. Charged particles interacting with matter polarize the atom of matter, that is the charged particles make any field in the substance. This field affects the particles and brakes them, thus the particle loses energy. This energy loss is called polarization or Bohr loss. The field created by the moving particle is called the polarization field. On the other hand, the polarized medium of the particle can emit a transverse electromagnetic wave. For this, it is necessary that the polarization created by scattering particle in the medium does not have time to follow the particle. At this time, the falling particle maintains medium at the polarized case and medium radiates the remaining energy in the form of transverse electromagnetic waves. This energy loss is called Cherenkov loss.

Note that the Cherenkov radiation is not related with acceleration. So, Cherenkov radiation is not the radiation of moving particle, it is the radiation of the medium. In order for the Cherenkov radiation to occur, the particle's velocity v must be bigger than the velocity of the field c/n in the medium. This condition means that the field of polarization is dropping behind than the field of the falling particle. Our purpose is to find the field created by a single particle with velocity v in the medium.

We take the speed magnitude and direction as constant in the process. When the medium is transparent, the dielectric permittivity is $\epsilon \rightarrow 0$. Let us take the magnetic permittivity $\mu \rightarrow 1$. The current density of the medium can be written as follows:

$$\vec{j} = e\vec{v}\delta(\vec{r} - \vec{v}t) \quad (1)$$

It is known that the Maxwell equations which describing the electromagnetic field in the medium are defined as follows:

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\text{div}\vec{B} = 0$$

$$\text{rot}\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j}_0$$

$$\text{div}\vec{D} = 4\pi\vec{j}_0.$$

Here, \vec{E} - electric field strength, \vec{H} - intensity of magnetic field, \vec{D} - electrical induction vector, \vec{B} - magnetic induction vector, \vec{P} - polarization vector.

It is known that the relation between electrical induction vector \vec{D} , electric field strength \vec{E} and polarization vector \vec{P} is given as following:

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} \quad (3)$$

For convenience, let's include the induction vector \vec{D}' :

$$\vec{D}'(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) + 4\pi \int dt' \vec{j}(\vec{r}, t).$$

Then Maxwell's equations are given as following:

$$\text{div} \vec{D}' = 4\pi \rho_0, \quad (4)$$

$$\text{rot} \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}'}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_0,$$

$$\text{div} \vec{B} = 0,$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t'},$$

$$\vec{D}'_i(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int d\vec{r}' \hat{\varepsilon}_{ij}(t-t'; \vec{r}-\vec{r}') E_j(\vec{r}', t'). \quad (5)$$

If we distinguish the electromagnetic field into the Fourier integral, that is, write the field in the form of superposition of monochromatic waves ($e^{i\vec{k}\vec{r}-i\omega t}$), then induction vector \vec{D} becomes as follows:

$$D'_i = \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) E_j \quad (6)$$

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \int d\vec{r} e^{-i\vec{k}\vec{r}} \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{r}) = \int_0^\infty dt \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k}\vec{r}+i\omega t} \varepsilon_{ij}(\vec{r}, t).$$

Here, dependence between the dielectric permittivity tensor- $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ and ω are characterized frequency dispersion, and dependence between dielectric permittivity tensor- $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ and \vec{k} are characterized space dispersion.

Let's define the dielectric permittivity tensor as follows:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \varepsilon_1(\omega, \vec{k}) + \frac{k_i k_j}{k^2} \varepsilon_2(\omega, \vec{k}).$$

Here ε^{tr} is transverse dielectric permittivity, and ε^l is longitudinal dielectric permittivity.

If we consider the last expression of dielectric permittivity, the field equations are as follows:

$$i\vec{k}\vec{E} \varepsilon_2(\omega, \vec{k}) = 4\pi \rho_0(\omega, \vec{k}), \quad (7)$$

$$\vec{k}\vec{E} = \frac{\omega}{c} \vec{B}, \quad (8)$$

$$i[\vec{k}\vec{B}] = -\frac{i\omega}{c} \left\{ \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \varepsilon_1(\omega, \vec{k}) + \frac{k_i k_j}{k^2} \varepsilon_2(\omega, \vec{k}) \right\} E_j + \frac{4\pi}{c} j_0(\omega, \vec{k}), \quad (9)$$

$$\vec{k}\vec{B} = 0. \quad (10)$$

After short summary, let us investigate the movement of the particle in the medium.

Charged particle that moving with high-speed emits the electromagnetic waves while moving in a medium [33,44]. In absorption mediums, these waves are rapidly extinguished, which causes the particle to transmit energy to the medium when excited by electromagnetic waves. Therefore, high-speed moving charged particle loses some part of its energy while moving in medium. We assume that the energy of excited electromagnetic waves is smaller than the energy of particle. It is clear that the energy of the moving particle determined by the work of the braking force which is influenced by the electromagnetic field created by the particle. The work done by this force is as follows:

$$W = -\frac{\vec{v}\vec{F}}{v} = -\frac{e(\vec{v}\vec{E})}{v}. \quad (11)$$

In this formula, at the point where the particle is located should be written the electric field intensity $\vec{E}(\vec{r}, t)$.

Thus, in order to calculate the energy loss of the charged particle in the medium, we must determine the energy of the field strength $(\vec{E}(\vec{r}, t))$ created by it.

Let's look at the motion of high-speed charged particles moving in a uniform and unlimited medium in space. Using the transformation of Fourier let us assume the field created by the particle in the form of $e^{i\vec{k}\vec{r}-i\omega t}$ waves.

We obtain the equation for the Fourier image of the electric field intensity in this form:

$$\left\{k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})\right\} E_j = \frac{4\pi i \omega}{c^2} \vec{J}_0(\omega, \vec{k}). \quad (12)$$

Here $\vec{J}_0(\omega, \vec{k})$ is a Fourier image of the current density of an field created by external sources.

In our case, the density of the current created by a particle moving at \vec{v} speed with e charge is as follows:

$$\vec{J}_0(\vec{r}, t) = e\vec{v}\delta(\vec{r} - \vec{v}t). \quad (13)$$

In this case, the Fourier component of the current density is given as follows:

$$\vec{J}_0(\omega, \vec{k}) = \frac{e\vec{v}}{(2\pi)^3} \delta(\omega - \vec{k}\vec{v}). \quad (14)$$

In the isotropic medium the expression (12) is given as follows:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2(\omega, \vec{k}) \frac{\vec{k}(\vec{k}\vec{E})}{k^2} - \left(k^2 \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(\omega, \vec{k})\right) \left(\vec{E} - \frac{\vec{k}(\vec{k}\vec{E})}{k^2}\right) = -\frac{4\pi i \omega}{c} \vec{J}_0(\omega, \vec{k}). \quad (15)$$

If we take scalar product of this equation with \vec{k} , then we obtain:

$$\begin{aligned} \vec{k} \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\vec{k}}{k^2} (\vec{k}\vec{E}) \varepsilon_2 - \vec{k} \left(k^2 \vec{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \vec{E} - \frac{k^2 \vec{k}(\vec{k}\vec{E})}{k^2}\right) + \vec{k} \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \frac{\vec{k}}{k^2} (\vec{k}\vec{E}) &= -\frac{4\pi i \omega}{c^2} i\vec{k}\vec{J}_0, \\ \frac{\omega^2}{c^2} (\vec{k}\vec{E}) \varepsilon_2 = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} i\vec{k}\vec{J}_0, (\vec{k}\vec{E}) &= -\frac{4\pi i}{\omega \varepsilon_2(\omega, \vec{k})} \vec{k}\vec{J}_0(\omega, \vec{k}) \end{aligned} \quad (16)$$

Substituting (16) into (15):

$$\begin{aligned} \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\vec{k}}{k^2} \varepsilon^l \left(-\frac{4\pi i}{\omega \varepsilon^l} \vec{k}\vec{J}_0\right) - \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}\right) \left(\vec{E} - \frac{\vec{k}(\vec{k}\vec{E})}{k^2}\right) &= -\frac{4\pi i \omega}{c^2} \vec{J}_0 \\ -\frac{4\pi i \omega \vec{k}(\vec{k}\vec{J}_0)}{c^2 k^2} - \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}\right) \left(\vec{E} - \frac{\vec{k}}{k^2} \left(-\frac{4\pi i}{\omega \varepsilon^l} \vec{k}\vec{J}_0\right)\right) &= -\frac{4\pi i \omega}{c} \vec{J}_0 \\ -\frac{4\pi i \omega \vec{k}(\vec{k}\vec{J}_0)}{c^2 k^2} - k^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr} \vec{E} - \frac{4\pi i \vec{k}}{\omega \varepsilon^l} \vec{k}\vec{J}_0 + \frac{4\pi i \omega \varepsilon^{tr} \vec{k}(\vec{k}\vec{J}_0)}{c^2 \varepsilon^l k^2} &= -\frac{4\pi i \omega}{c} \vec{J}_{0i} \\ -\frac{4\pi i \omega (k_i k_j j_{0j})}{c^2 k^2} - \frac{4\pi i}{\omega \varepsilon^l} (k_i k_j j_{0j}) + \frac{4\pi i \omega \varepsilon^{tr} k_i k_j j_{0j}}{c^2 \varepsilon^l k^2} - \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}\right) E_i &= -\frac{4\pi i \omega}{c} \vec{J}_{0i} \\ = -\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}\right) E_i - \frac{4\pi i \omega}{k^2} \left(\frac{k_i k_j}{c^2} + \frac{k_i k_j k^2}{\omega^2 \varepsilon^l} - \frac{\varepsilon^{tr} k_i k_j}{c^2 \varepsilon^l}\right) j_{0j} &= -\frac{4\pi i \omega}{c} \vec{J}_{0i}. \end{aligned}$$

Here we get the following expression for the electric field strength:

$$E_i = -\frac{4\pi i \omega}{k^2} \left\{ \frac{k_i k_j}{\omega^2 \varepsilon^l} - \frac{k^2}{c^2} \left(\frac{\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{tr}} \right) \right\} j_{0j} \quad (17)$$

The Fourier image of the electric field have then form:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int d\vec{k} e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t} \vec{E}(\omega, \vec{k}). \quad (18)$$

If the source of the field is a moving charge, then substitute Eq. (14) into Eq.(18), we obtain:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{4\pi e}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \frac{e^{i\vec{k}\vec{r} - i\vec{k}\vec{v}t}}{k^2} \left\{ \frac{\vec{k}}{\varepsilon^l(\vec{k}\vec{v}, \vec{k})} - \frac{k^2(\vec{k}\vec{v})\left(\vec{v} - \frac{\vec{k}(\vec{k}\vec{v})}{k^2}\right)}{c^2\left(k^2 - \frac{(k^2 v^2)}{c^2} \varepsilon^{tr}(\vec{k}\vec{v}, \vec{k})\right)} \right\}.$$

Using the expression (11), we can obtain the following expression for the energy lost of the particle at a unit length during movement in medium:

$$W = \frac{ie^2}{2\pi^2 v} \int d\vec{k} \frac{\vec{k}\vec{v}}{k^2} \left\{ \frac{1}{\varepsilon^l(\vec{k}\vec{v}, \vec{k})} - \frac{k^2\left(\vec{v} - \frac{\vec{k}(\vec{k}\vec{v})}{k^2}\right)}{c^2\left(k^2 - \frac{(k^2 v^2)}{c^2} \varepsilon^{tr}(\vec{k}\vec{v}, \vec{k})\right)} \right\}. \quad (19)$$

Let's take following denotations:

$$\vec{k}\vec{v} = \omega; \quad q^2 = k^2 - \omega^2/v^2$$

In this case, the above expression will be as follows:

$$W = \frac{ie^2}{\pi v^2} \int_{-\infty}^{\infty} \omega d\omega \int_0^{\infty} \frac{q dq}{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \left\{ \frac{1}{\varepsilon^l\left(\omega, \sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}}\right)} - \frac{v^2}{c^2} \frac{q^2}{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2} \varepsilon^{tr}\left(\omega, \sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}}\right)\right)} \right\} \quad (20)$$

The real part of the dielectric permittivity of the transverse and longitudinal is the even function, and the imaginary part is the odd function.

We show the energy loss of an electron in the medium, as a sum of transverse and longitudinal radiation:

$$W = W^l + W^{tr}, \quad (21)$$

$$W^l = -\frac{2e^2}{\pi v^2} \int_0^{\infty} \omega d\omega \int_0^{\infty} \frac{q dq}{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \text{Im} \frac{1}{\varepsilon^l\left(\omega, \sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}}\right)}, \quad (22)$$

$$W^{tr} = \frac{2e^2}{\pi c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \omega d\omega \int_0^{\infty} \frac{q^3 dq}{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \text{Im} \frac{1}{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2} \varepsilon^{tr}\left(\omega, \sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}}\right)\right)} \quad (23)$$

It should be noted that in the formula (21) the main role plays the integration domains, where the imaginary part of the dielectric permittivity of the transverse and longitudinal is small.

In these domains the terms within brackets in the formula (20) are close to zero, and in this case the integrated expression has a pole. It is well known that mediums with thermodynamic equilibrium have the following conditions:

$$\text{Im} \varepsilon^l \geq 0; \quad \text{Im} \varepsilon^{tr} \geq 0.$$

We also know that such equality is true:

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{1}{x + i\delta} = \frac{P}{x} - i\pi\delta(x)$$

If we consider all of them, we can obtain the following statement:

$$\text{Im} \frac{1}{q^2 + \omega^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2} \varepsilon^{tr} \left(\omega, \sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \right) \right)} = \text{Im} \frac{1}{q^2 + \omega^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2 (\varepsilon'^{tr} + i\varepsilon''^{tr})} \right)} = \frac{\Phi}{q^2 + \omega^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2} \varepsilon^{tr} \right)} -$$

$$-i\pi\delta \left(q^2 + \omega^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2} \varepsilon^{tr} \right) \right).$$

Here $\varepsilon^{tr} \rightarrow 0$.

$$W^l = \frac{2e^2}{v^2} \int_0^\infty \omega d\omega \int_0^\infty \frac{q dq}{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \delta \left(\varepsilon^l \left(\omega, \sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \right) \right), \quad (24)$$

From these expressions we can see that the energy loss of a particle has mean when the argument of δ function is equal to zero.

The last two expressions correspond to the transverse and longitudinal electromagnetic waves. We wrote the energy loss of the particle in the medium as a sum of two energies. The first item is the energy of longitudinal loss of the non-relativistic electron in the medium. The second item is the transverse energy loss of the electron in the medium. In many cases, the energy loss corresponding to the longitudinal electromagnetic wave is called polarization or Bohr loss. The transverse energy loss is the Cherenkov loss.

Here we have a general statement for Bohr loss:

Let us use the expression (24) for the properties of δ function:

$$\frac{\delta(q_i - q)}{\frac{\partial \varepsilon^l}{\partial q_i}} = \frac{\delta(q_i - q)}{\frac{2q_i}{\sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \frac{\partial \varepsilon^l}{\partial q_i}}}$$

$$W^l = \frac{2e^2}{v^2} \int_0^\infty \omega d\omega \int_0^\infty \frac{q dq}{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \delta \left(\varepsilon^l \left(\omega, \sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \right) \right) = \frac{2e^2}{v^2} \int_0^\infty \omega d\omega \times$$

$$\times \sum_i \frac{q_i}{\left(q^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \right) \frac{q_i}{\sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{v^2}} \frac{\partial \varepsilon^l}{\partial q_i}}} = \frac{2e^2}{v^2} \int_0^\infty \omega d\omega \sum_i \frac{1}{k \frac{\partial \varepsilon^l}{\partial k}}$$

If we consider that $k = \frac{\omega}{c} n(\omega)$, then we can obtain:

$$W^l = \frac{2e^2 c^2}{v^2} \int_0^\infty \omega d\omega \sum_i \frac{1}{\frac{\omega^2 n_i(\omega) \partial \varepsilon^l}{c^2 \partial n_i}} = \frac{2e^2}{v^2} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \sum_i \frac{1}{n_i(\omega) \frac{\partial \varepsilon^l}{\partial n_i}} \quad (25)$$

At the last expression is a general expression for non-relativistic electron polarization or Bohr loss.

REFERENCES

1. Calucci Giorgio Loss of coherence due to bremsstrahlung. Phys. Rev. A. 2003, №4. 042702(6). Англ., pp. 67.
2. M.Abele Эффект Черенкова в волноводе, частично заполненном диэлектриком, Nuovocimento, Suppl. 9, (1952), стр.207.
3. Nəcəfov İ. M., Qasımova A. M. Plazma və ona oxşar mühitlərdə Çerenkov şüalanması./Lev Landau-100, Gənc tədqiqatçıların Respublika Elmi Konfransının materialları. Bakı:17 may, 2008, səh.21 pp. 6-51.
4. Silvia Masciocchi Interaction of particles with matter-1, GSI and University of Heidelberg, SS2017, Heidelberg, April 27, 2017,
5. Б.М.Болотовский История открытия и объяснения излучения Вавилова-Черенкова, УФН 67, (1959), стр.103.
6. Б.М.Болотовский и А.А.Коломенский О потерях энергии движущегося заряда в прозрачной среде, ДАН 85, (1952), стр.59.
7. Б.М.Болотовский Теория эффекта Вавилова-Черенкова, УФН, том LXXV, вып.2, 1961 г., стр.295-337
8. В.М.Арганович, В.Е.Пафомов и А.А.Рухадзе О Черенковском излучении электрона, движущегося в среде с пространственной дисперсией, ЖЭТВ 36, (1959), стр.238.
9. Музикар С. Излучение Черенкова пространственного заряда в волноводах в неограниченной среде. Czechosl. Journal Physics, 1, 1955, p.1-2

UOT: 539.12

PACS № 03.50.-z

LINEAR POLARIZED BRAKING RADIATION IN CRYSTALS

A.M.BAKIROVA

Baku State University

Baku, AZERBAIJAN

sarkhanbakirov@gmail.com

ABSTRACT

In this work it was theoretically investigated the braking radiation process of ultrarelativistic electrons, which exists in linear, initial and final longitudinal polarization of the braking photon in crystal. As an initial expression, it was taken the expression of a differential cross effective section of braking radiation for singled nucleus in the Born approximation. According to the effective cross section of braking radiation was shown divided into parallel and perpendicular parts to (\vec{q}, \vec{P}_1) plane, which correspond discret and interference parts. In order to find effective cross section of braking radiation, which take into account spin cases of particles, it was calculated crystalline factor for expression of effective cross section and vibrational motion of crystal lattice. Then the expression of polarization degree of the braking radiation was obtained using expression of effective cross section. It is obtained energy graphs, which depends on effective cross section of braking radiation and polarization degree in the crystals.

Key words: photon, electron, longitudinal polarization, Born approximation, braking radiation

KRISTALLARDA TORMOZLANMA ŞÜALANMASINDA UZUNUNA POLYARIZASIYA

XÜLASƏ

İşdə kristalda tormozlanma fotonunun xətti, başlanğıc və son elektronların uzununa polyarizasiyasını nəzərə alan ultrarelyativistik elektronların tormozlanma şüalanması prosesi nəzəri olaraq araşdırılmışdır. Başlanğıc ifadə olaraq məlum olan Born yaxınlaşmasında təklənmiş nüvə üçün tormozlanma şüalanmasının effektiv kəsiyinin ifadəsi götürülmüşdür. Tormozlanma şüalanmasının effektiv kəsiyi (\vec{q}, \vec{P}_1) müstəvisinə uyğun olaraq, paralel və perpendikulyar hissələrə-kəsilməz və interferensiya hissələrinə ayrılmış şəkildə göstərilmişdir. Kristalda zərrəciklərin bütün spin hallarını nəzərə alan tormozlanma şüalanmasının effektiv kəsiyinin tapılması üçün təklənmiş atom halı üçün tapılmış effektiv kəsiyin ifadəsi ilə atomun kristal qəfəs düyünlərindəki rəqsi hərəkətini nəzərə alan kristallik faktorun hasilini hesablanmışdır. Daha sonra effektiv kəsiyin ifadəsindən istifadə edərək, tormozlanma şüalanması prosesinin polyarizasiya dərəcəsinin ifadəsi alınmışdır. Kristallarda tormozlanma şüalanmasının effektiv kəsiyinin və polyarizasiya dərəcəsinin uyğun olaraq enerjiden asılılıq qrafikləri qurulmuşdur.

Açar sözlər: foton, elektron, uzununa polyarizasiya, Born yaxınlaşması, tormozlanma şüalanması

ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ ПРИ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ

РЕЗЮМЕ

Целью настоящей работы является исследование процесса тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в кристаллах с учетом продольной поляризации начальных и конечных электронов и линейной поляризации тормозных фотонов. Исходным выражением было передана дифференциальное эффективное сечение тормозного излучения линейно-поляризованных фотонов продольно-поляризованными электронами на одиночных ядрах в борновском приближении. Для получения полного эффективного сечения с учетом спиновых состояний частиц в кристалле выражения эффективного сечения для одиночного ядра в борновском приближении было умножено на кристаллический фактор. Было получено степень поляризации тормозного излучения. В заключении было графически отображено энергетическая зависимость эффективного сечения и степень поляризации тормозного излучения [3]. Было показано, что учет продольных поляризаций электронов увеличивает степень линейной поляризации тормозных фотонов на 20%-30.

Ключевые слова: фотон, электрон, продольная поляризация, борновское приближение, тормозное излучения.

The interaction of high energy charged particles and matter is one of the most interesting problem for theoretical and experimental physics. Characteristics of electromagnetic processes strongly depend on the structure of the medium at high energies. In crystals the braking radiation of ultrarelativistic electrons is the source of linear polarized gamma quants.

The main purpose of our work is to investigate the braking radiation process of ultrarelativistic electrons, which exists in linear, initial and final longitudinal polarization of the braking photon in the crystal.

Initial expression is the expression of a differential effective cross section braking radiation for longitudinal polarization of the electrons and the linear polarization of the photons for singled nuclei in the Born approximation. In the ultrarelativistic case, the expression of cross section at small falling angle is as follows:

$$\begin{aligned}
 d\sigma &= \left(\frac{2Z^2 \alpha r_0^2}{\pi^2} \right) F(\vec{q}^2) E_1^2 E_2^2 d\omega \theta_1 d\theta_1 \theta_2 d\theta_2 d\varphi_1 d\varphi_2 \times \\
 &\times \{ (A_1 \cos\Omega + A_2 \sin\Omega)^2 + A_3 + s_1 s_2 [(A_1 \cos\Omega + A_2 \sin\Omega)^2 + A_3 + A_4] \}, \\
 A_1 &= E_2 \theta_2 \cos\psi (1 + E_2^2 \theta_2^2)^{-1} - E_1 \theta_1 (1 + E_1^2 \theta_1^2)^{-1}, \\
 A_2 &= E_2 \theta_2 \sin\varphi (1 + E_2^2 \theta_2^2)^{-1}, \\
 A_3 &= \omega \delta (E_1^2 \theta_1^2 + E_2^2 \theta_2^2 - 2E_1 E_2 \theta_1 \theta_2 \cos\varphi) [2(1 + E_1^2 \theta_1^2)(1 + E_2^2 \theta_2^2)]^{-1}, \\
 A_4 &= \omega \delta \{ -(1 + E_1^2 \theta_1^2)^{-2} - (1 + E_2^2 \theta_2^2)^{-2} + 2(1 + E_1^2 \theta_1^2)^{-1} (1 + E_2^2 \theta_2^2)^{-1} \}, \\
 \alpha &= \frac{1}{137},
 \end{aligned} \tag{1}$$

r_0^2 - classical radius of electron; $F(\vec{q}^2)$ - atomic formfactor;

$\vec{q} = \vec{P}_1 - \vec{P}_2 - \vec{k}$ - recoil momentum of nucleus; $\delta = \omega/2E_1E_2$ - minimum recoil momentum of nucleus; Ω - angle between (\vec{P}_1, \vec{k}) and $(\vec{\varepsilon}, \vec{k})$ planes; ε - polarization vector of photon; s_1 and s_2 - helicity of initial and final electrons;

$E_1(\vec{P}_1), E_2(\vec{P}_2), \omega(\vec{k})$ -energies of initial and final electrons and braking photon; $\theta_1 = \sphericalangle(\vec{P}_1, \vec{k})$; $\theta_2 = \sphericalangle(\vec{P}_2, \vec{k})$; $\varphi_{1,2} = \sphericalangle(\vec{P}_{1,2}, \vec{k})(\vec{b}_1, \vec{k})$, $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, \vec{b}_1 - direction one of crystallographic axes.

Let's introduce polar and azimuthal angles:

$$\begin{aligned}
 \theta_3 &= \sphericalangle(\vec{P}_2, \vec{P}_2), \psi_1 = \sphericalangle(\vec{P}_1, \vec{k})(\vec{b}_1, \vec{P}_1), \psi_3 = \sphericalangle(\vec{P}_1, \vec{P}_2)(\vec{b}_1, \vec{P}_1), \psi = \psi_1 - \psi_3, \\
 \gamma &= \sphericalangle(\vec{q}, \vec{P}_1)(\vec{P}_1, \vec{k}_1), \varphi = \psi_1 + \gamma = \sphericalangle(\vec{q}, \vec{P}_1)(\vec{b}_1, \vec{P}_1).
 \end{aligned}$$

We must find polarization of braking radiation in the plane (\vec{q}, \vec{P}_1) . Let us denote effective cross section of polarized photons by $d\sigma_{\parallel}$ and $d\sigma_{\perp}$ which are parallel and perpendicular to (\vec{q}, \vec{P}_1) plane. For finding $d\sigma_{\perp}$ we must write $\theta = \pi/2 - \gamma$ in $d\sigma$. Let's introduce new variables:

$$u = \omega \theta_1, v = E_2 \theta_3, q_{\perp}^2 = u^2 + v^2 + 2uv \cos\psi$$

(here q_{\perp} - component of nuclei pulse which perpendicular pulse \vec{P}_1). Then we can obtain following expression:

$$d\sigma_{\perp} = \left(\frac{Z^2 \alpha r_0^2}{8\pi^2} \right) (\omega^2 E_1 E_2)^{-1} F(\vec{q}^2) d\omega u d v d v d q_{\perp}^2 d\varphi \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times [4u^2v^2 - (q_{\perp}^2 - u^2 - v^2)^2]^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{E_1^2}{\delta^2 q_{\perp}^2} [4u^2v^2 - (q_{\perp}^2 - u^2 - v^2)^2] \times \right. \\
 & \times \left[\frac{\delta}{\left(q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}\right)} - \frac{\omega^2}{\omega^2 + E_1^2 u^2} \right]^2 + \frac{4\omega^4 E_1 E_2 \delta q_{\perp}^2}{\left(q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}\right) (\omega^2 + E_1^2 u^2)} + s_1 s_2 \times \\
 & \times \left(\frac{E_1^2}{\delta^2 q_{\perp}^2} [4u^2v^2 - (q_{\perp}^2 - u^2 - v^2)^2] \left[\frac{\delta}{q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}} - \frac{\omega^2}{\omega^2 + E_1^2 u^2} \right]^2 + \right. \\
 & \left. \left. + \frac{4\omega^4 E_1 E_2 \delta q_{\perp}^2}{\left(q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}\right) (\omega^2 + E_1^2 u^2)} - 4\omega^2 \delta \left[\frac{1}{q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}} - \frac{2E_1 E_2 \omega}{\omega^2 + E_1^2 u^2} \right]^2 \right) \right\}. \quad (2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel} &= \left(\frac{Z^2 \alpha r_0^2}{8\pi^2} \right) (\omega^2 E_1 E_2)^{-1} F(\vec{q}^2) d\omega u d v d v d q_{\perp}^2 d\varphi \times \\
 & \times [4u^2v^2 - (q_{\perp}^2 - u^2 - v^2)^2]^{-\frac{1}{2}} \left\{ 8E_1 E_2 \omega \delta \left[-\frac{4E_1^2 E_2^2 \omega^2}{(\omega^2 + E_1^2 u^2)^2} - \right. \right. \\
 & - \frac{1}{\left(\left(q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}\right) \right)^2} + \frac{2E_1 E_2 \omega (2 + (1 + \omega\delta) q_{\perp}^2)}{\left(q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}\right) (\omega^2 + E_1^2 u^2)} \left. \right] + s_1 s_2 \times \\
 & \times \left[8E_1 E_2 \omega \delta \left(-\frac{4E_1^2 E_2^2 \omega^2}{(\omega^2 + E_1^2 u^2)^2} - \frac{1}{q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}} + \frac{2E_1 E_2 \omega (2 + (1 + \omega\delta) q_{\perp}^2)}{\left(q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}\right) (\omega^2 + E_1^2 u^2)} - 8\omega^2 \delta \left(\frac{1}{q_z - \frac{q_{\perp}^2}{2E_1}} - \frac{2E_1 E_2 \omega}{\omega^2 + E_1^2 u^2} \right)^2 \right) \right] \right\} \quad (3)
 \end{aligned}$$

We can obtain expressions for $d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}$ and $d\sigma_{\perp}$ when introducing new variables x and y . Here $q_z = y + \delta$ is projection of recoil momentum of nucleus. This expression is true for braking radiation in the case of a singled atom. In the crystal, we must multiply this expression to crystallic factor for finding an effective cross section. If we consider thermal oscillations of the crystal lattice atoms, this expression will be as following:

$$N[1 - \exp(-A\vec{q}^2)] + \frac{(2\pi)^3}{\Delta} N \sum_{\vec{g}} |S(\vec{g})|^2 \exp(-A\vec{q}^2) \delta(\vec{q} - \vec{g}) \quad (4)$$

Here N - number of elementary cores of crystal; $|S(\vec{g})|^2$ - structure factor; A - average quadratic amplitude of thermal oscillations of lattice atoms.

If we multiply $d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}$ to (4), we can obtain total effective cross section as sum of discret and interference parts:

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel} &= \left(\frac{\sigma_0}{2\omega} \right) d\omega \{ (1 + s_1 s_2) \left[(1 + (1 - x)^2) (\psi_1^c(\delta) + \psi_1^i(\delta, \theta)) \right] - \\
 & - \left(\frac{2}{3} \right) (1 - x) (\psi_2^c(\delta) + \psi_2^i(\delta, \theta)) - (2/3) s_1 s_2 x^2 (\psi_2^c(\delta) + \psi_2^i(\delta, \theta)), \quad (5)
 \end{aligned}$$

here $x = \omega/E_1$, $\sigma_0 = NZ^2 \alpha r_0^2$.

In (\vec{P}_1, \vec{q}) , polarization degree of braking radiation is defined as follows:

$$\vec{P} = (d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}) / (d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}) \quad (6)$$

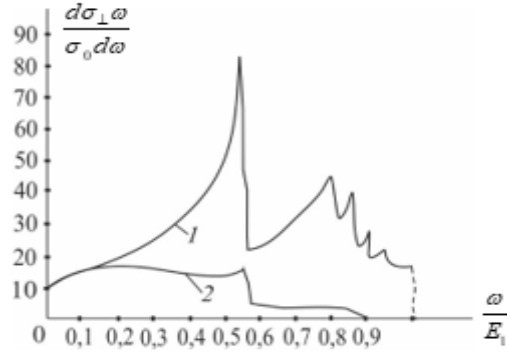


Fig 1. The energy dependence of the photon emitting process of polarized electrons which perpendicular to (\vec{P}_1, \vec{b}_1) plane in the silicon crystal. Here $E_1 = 5.5 \text{ Qev}$, $\theta = 8.176 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$, in case of $\alpha = 0$, it is taking into spin correlation of electrons. 1- $s_1s_2 = +1$; 2- $s_1s_2 = -1$.

But polarization degree of total radiation should be defined in any fixed plane.

As seen as, for polarization it is obtained main additional term with the help of interference. So we can obtain:

$$d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel} = (\sigma_0/\omega)d\omega(1 + s_1s_2)(1 - x)\psi_3^i(\delta, \theta), \quad (6)$$

$$\psi_3^i(\delta, \theta) = 4\delta^3 \frac{(2\pi)^2}{\Delta} \sum_{\vec{g}} |S(\vec{g})|^2 F(\vec{g}^2) \times \\ \times \exp(-A\vec{g}^2) \frac{(g_2^2 - g_3^2)\cos 2\alpha + 2g_2g_3\sin 2\alpha}{[\theta(g_2\cos\alpha + g_3\sin\alpha) + g_1]^4},$$

Here $\alpha = \angle(\vec{P}_1, \vec{b}_1)(\vec{b}_1, \vec{b}_2) \vee \theta = \angle(\vec{P}_1, \vec{b}_1)$. Then linear polarization degree of braking radiation is:

$$\vec{P} = \frac{2(1-x)(1+s_1s_2)\psi_3^i}{(1+s_1s_2)[(1+(1-x)^2)(\psi_1^c + \psi_1^i) - (2/3)(1-x)(\psi_2^c + \psi_2^i)] - (2/3)s_1s_2x^2(\psi_2^c + \psi_2^i)}$$

If we neglect spin of electron, then photon doesn't have linear polarization ($\vec{P} = 0$). In the case of $s_1s_2 = +1$, linear polarization degree of photon increase.

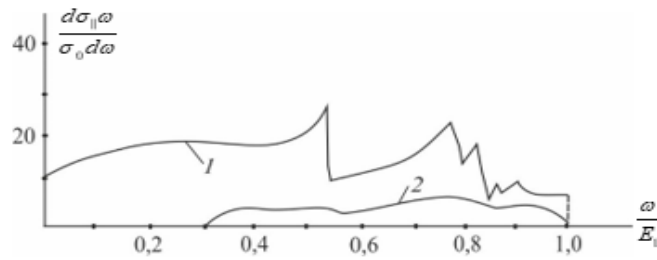


Figure 2. The energy dependence of the braking radiation of electron which parallel to (\vec{P}_1, \vec{b}_1) , taking into account the longitudinal polarization of the electrons in the silicon crystal. Parameters and notations is as in figure 1.

In figure 1, it is shown energetic dependence effective cross section of of the photon emitting process of polarized electrons which is perpendicular to (\vec{P}_1, \vec{b}_1) in the silicon crystal and it was taken into account spin correlation of eelctrons.

In figure 2, it is given the energy dependence of the braking radiation of electron, which parallel to (\vec{P}_1, \vec{b}_1) , taking into account the longitudinal polarization of the electrons in the silicon crystal.

REFERENCES

1. Наджафов И. М., Миранцев Л. В. Линейная поляризация тормозного излучения электронов на ядрах кристалла при внеосевой коллимации с учетом продольных поляризации начального и конечного электронов// Изв. АН СССР, сер. физическая, 1979, т. 43, №11, с. 2362-2366
2. Наджафов И. М. О поляризационных эффектах при тормозном излучении фотона электроном. Вестник МГУ сер. физическая, 1958, №3, с. 139-150.
3. Nəcəfov İ. M., Rəcəbov M. R., Qasımova A. M. Atomun elektronları tərəfindən ekranlaşmanı nəzərə alan yeni metod vasitəsilə kristallarda polarizə olunmuş tormozlanma şüalanması // Bakı Universitetinin Xəbərləri, fizika-riyaziyyat seriyası, №3, 2009, s. 187-191
4. Nəcəfov İ. M., Rəcəbov M. R., Qasımova A. M. Nüvə sahəsində qeyri-relyativistik şüalanma üçün polarizasiya hadisələri // Bakı Universitetinin Xəbərləri, fizika – riyaziyyat elmləri seriyası, №3, 2012, s. 113-119
5. Наджафов И. М., Раджабов М. Р. и др. Исследование влияния распределения заряда ядра и атомных электронов на процесс поляризованного тормозного излучения электрона в кристаллах // Изв. РАН серия физическая 2009, т. 73, №9, с.1369-1373
6. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика 4 изд.; М.:Наука 1981, 428 с.
7. Амусья М. Я. Тормозное излучение. М.:Энергоатомиздат, 1990, 208 с. Наджафов И. М. О поляризационных эффектах при тормозном излучении фотона электроном. ВестникМГУсер. физическая,1958,№3, с.139-150.
8. Brattacharyya İ. Neutrino bremsstrahlung process in highly degenerate magnetized electron gas. J. Phys. G. 2006, 32. №6 p.925-934. Англ.
9. Uberall H. High energy interference effect of bremsstrahlung and pair production in crystals. Phys. Rev., 1956, V. 103, №4, p.1055-1067.

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 mötəzə 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.