



OAM 2019



## Conference Proceedings

*1<sup>st</sup> International Conference on Optoelectronics, Applied Optics and Microelectronics*

17-19, August, 2019

Sabalan University College of Namin, University of Mohegheh  
Ardabili, Namin, Iran

## **Preface**

This proceeding contains papers presented at the 1<sup>st</sup> International Conference on Optoelectronics, Applied Optics and Microelectronics in the department of advanced technologies, Namin, Iran.

The purpose of the conference is to provide a community for discussion on the applications of optoelectronics, microelectronics and applied optics in both basics and applied sciences.

Papers and posters presented at the conference and included in the proceeding are intended to provide information to both practical and theoretical researcher more than one hundred registrants for the conference comes from across the country, Turkey and Azerbaijan.

The plenary speakers were Prof. Şemsettin Altındal, Prof. Fahrettin Yakuphanoglu, Prof. Hamidreza Mohammadi Khalesifard, Dr. Farhad Azadi Namin, Dr. Saifollah Rasouli, Dr. Arashmid Nahal, Dr. Faegheh Hajizadeh, Prof. Seyed Mohammad Rozati, Dr. Siamak Golshahi, and Dr. Ali Abdollahzadeh Ziabari.

Finally, it is appropriate that we record our thanks to our fellow members of the department of Advanced Technologies, scientific and organizing committee Dr. Mohammadtaghi Alebrahim, Fatemeh Alizadeh, Dr. Abolfazl Bezatpour, Gholamreza Pirgholi, Javid Farazin, Dr. Yaser Shokri, Ghasem Faraji, Vahid Narimanzadeh, Ali Poursepahi, Latif Rezaei, Ali Vatankhah, and Gholamhassan Yousefi.

I would like appreciate all students who were providing the best environment for guests and participants. Thanks following individuals: Mehdi Abbaszadeh, Mohammad Abbaszadeh, Kobra Ahadzadeh, Amirali Arezoo, Mahkameh Abolfathi, Mohsen Darghahi, Bita Delfan, Negin Ebrahimi, Sheyda Fakhri, Fatemeh Hejri, Mehrab Kamyab, Shirin Karganroudi, Fatemeh Khoshgou, Mahshid Lotfi, Alireza Mirza Mohammadzadeh, Navid Mohammadi, Hossein Mohammadpour, Javad Mostafaei, Mina Najafpour, Mohammad Nasiri, Pouya Parvizian, Amireza Pirzadeh, Mohammadreza Pourhasan, Asma Pourebad, Fatemeh Rahmanian, and Farkhondeh Sarkeshi.

Each contributed paper was refereed before being accepted for publication in these proceedings. The papers were accepted for publication based on their interest, relevance, innovation, and application to microelectronics.

The continuing success of this conference series means that planning can now proceed with confidence for the next event to be held in Namin, Iran, 2021.

Dr. Yashar Azizian

September 2019



## Table of Contents

A Comparison Electrical Parameters of Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) Structures Obtained from the Forward Bias (I-V) and Reverse Bias (C-V) Characteristics.....	2
Optic Constans Analysis of Zinc Oxide Materials by FYTRONIX Optic Constants Analyzer .....	3
Remote Sensing of Dust over the Iran Plateau.....	4
Plasmonic Metasurfaces.....	5
Diffraction of Optical Vortices: The theory and some of applications .....	6
Optical Chirality of Self-Organized Plasmonic Nanostructures in Thin Photosensitive Films .....	8
Optical Tweezers and its Applications.....	9
Introduction to Transparent Conductive Oxides (TCO) .....	10
Issue and Challenges Facing Sputtering of ITO Thin Films.....	11
Recent Advances of Plasmonic Solar Cells .....	12
A Comparison Electrical Parameters of Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) Structures Obtained from the Forward Bias (I-V) and Reverse Bias (C-V) Characteristics.....	17
Controllable Lateral Reflection Shift in a Graphene Coated-Nanocomposite.....	24
Diode Applications Of Different Ligand Structure Ruthenium Complex .....	29
Dielectric Constants Analysis of Zinc Oxide Materials by FYTRONIX Dielectric Analysis System .	32
Electrical Properties of the Ag/n-ZnO/p-Si Structures Using Current-Voltage Measurements .....	36
Structural and Optical Properties of Zinc Selenide Crystal Modified by ion Exchange.....	40
Synthesis of PMMA Nanospheres as the Building Blocks of Artificial Opal Photonic Crystals .....	45
Temperature Dependent Barrier Height, Ideality Factor, Series Resistance of the Al/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /p-Si (MIS) Diodes Using Cheung's Functions in Temperature Range of 200-320 K.....	49
Temperature Dependent Current-Transport Mechanisms (CTMs) in the Al/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /p-Si (MIS) Diodes (SDs) Using Current-Voltage-Temperature (I-V-T) Characteristics in the Temperature Range of 200-320 K.....	54
The Influence of the Mask Shape on the Self-healing Property of Parabolic Beams .....	59
The V <sub>4</sub> AlC <sub>3</sub> Max Phase Synthesized Via Mechano-Thermal Process .....	64
Thermodynamic Characterization of Time Depending Aging Effects at 300°C for NiTi Alloy.....	69
Two- Level-Like Behavior of a Three-Level Atom in V Configuration Trapped in an Optical Cavity with Multiphoton Transition .....	73
Comparison of Fourier Transform and Wavelet Transform to Analyze the Diffraction Fringes from the Phase Step .....	77
Derivation of First Order Properties of Optical Systems by Use of Delano's Diagram .....	81
Determination of Important Parameters of Liadar to Measure the Concentration of Water Vapor in the Atmosphere .....	85
Effect of Shortcut to Adiabatic Passage on the Elimination of the Spontaneous Emission in the Interaction of a Three-level Atom with the Laser Fields .....	91
Guiding-Beam Reflectors System for LED Pumping of Solid State Lasers.....	96
Investigation of Hemoglobin Alteration Amount of Red Blood Cell by Hyperspectral Microscopy .	101

Simulation of CZTS Thin Film Solar Cell with ZnO, ZnS and Conventional CdS Buffer Layer .....	105
Studying the Nonlinear Response of Ethylene Oxide Nanoparticles in Combination with the Ethanol Solvent and the Comparison of Their Results by Using the Optical Method, Moiré Deflectometry .	109
The Effect of the Electrochemical Etching Processes Rate on Electrical Properties of P-Silicon .....	114
The superposition of Laguerre-Gaussian and Mirrored Laguerre-Gaussian Beams and Investigation of Their Self-Reconstruction Property .....	119
Usages of Common Lasers in Dentistry .....	126
Absorption Enhancement in Graphene-based Photodetector with Plasmonic Structure .....	130
Diode Application Of Organometallic Ruthenium Complex.....	134
Electrospun System for Nanofiber Applications.....	138
Fabrication of Copper Oxide-Zinc Oxide Nano-Photocatalyst by Electrochemical Oxidation of Brass .....	142
Graphene Assisted Tunable Semiconductor Laser Based on Vernier Effect.....	146
IR Cut-off Filters Based on Plasmonic Butterfly-shaped Nano-Antennas .....	151
Performance Improvement of CIGS Solar Cells with Composition Graded Active Layer .....	158
Photocatalytic activity of NiO nanoparticles under the different wavelengths.....	162
Simulation and Investigation of the Optical Properties of CdS/CdTe Solar Cells.....	166
SnO <sub>2</sub> Nanostructured Thin Films Using Spectroscopic Ellipsometry Technique: Effects of Annealing Temperature.....	170
Synthesis and Characterization of Cu <sub>2</sub> O/CuO Photocatalyst on Cu Plate.....	174
The Influence of Power Electronic Compensators on Performance of Multi-DG in the Presence of Different Load Models.....	178
Topological Phase in Spin-1/2 Two-leg Ladders.....	184
Characterization of Boron Nitride Nanosheets as a Semiconductor Material Using Electron Microscopy Techniques .....	189
Cobalt-Copper Nanowires Fabrication in Alumina Template by Electrodeposition: Investigate the Effect of Different Concentrations on the Alloy and Electrodeposition Waveform on the Magnetic Properties of Nanowires.....	193
Comparison of Essential Laser Parameters to Population Transfer Using Stimulated Raman Adiabatic Passage in the Linear and Nonlinear Systems .....	198
Comparison of the Electrical Properties of Al /p-Si (MS) and Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) Schottky Structures Using I-V Characterization.....	202
Design a Biosensor based on Photonic Crystal for Detecting Glucose Density .....	207
Design and Optimization of FBG Sensors with the Ability to Measure Strain and Temperature Simultaneously for Testing of Oil and Gas Pipelines .....	211
Designed and Fabrication on Sunlight for Solid State Laser Pump Applications .....	216
Determination of Some Optical Properties of Water-Dispersed Semiconductor Nano Structures with Using Wavefront Sensor .....	220
Investigation of Coupled Surface Plasmon Modes of Double Layer Graphene in Otto Configuration .....	225
Electromagnetic Waves with Circular Polarization in Magnetized Spin Quantum Plasma.....	229



Fabrication of Nanostructure ZnO Metal-Oxide-Semiconductor Thin Film Transistor .....	233
Frequency Dependent Dielectric Properties of Al /p-Si (MS) and Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) Schottky Diodes .....	237
Hyperspectral imaging for Ink Identification in Handwritten Documents .....	242
Investigating the Effect of Gold Coating on the Silicon Tip in Electric Field Enhancement of Tip-enhanced Raman Spectroscopy System .....	246
Investigating the Effect of Photothermal Therapy on the Osteosarcoma Cancerous Cell (MG63) by Laser and Graphene Oxide Nanoparticles .....	250
Investigating the Optical Properties of Gallium Arsenide Nanocrystals Contaminant with Zn Atoms .....	254
Heidar Ali Shafiei <sup>1</sup> , Mahboubeh Bigmoradi <sup>2</sup> .....	254
<i>Department of Physics, Faculty of Science, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran...</i>	254
Investigation and Measurement of the Magnetic Effect of Flint Glass by Using the Optical Method, Moiré Deflectometry and Comparing it with Faraday Effect .....	258
Investigation of Phonon Dispersion Spectrum and Electron Energy Loss Spectrum of Monolayer Silicon Carbide.....	263
Investigation of the Photocatalytic Behavior of Indium Oxide on Methylene Blue and Methylene Orange Organic Dye .....	272
Making Spatial Light Modulators by Using Video Projector .....	277
Measurement and Calibration of the Nonlinear Response of a CMOS Detector.....	282
Measurement of the Fractional Part of the Topological Charge of Vortex Beams.....	286
Optimization of Optical Pumping System of a LED-Pumped Ce:Nd:YAG Laser .....	291
Plastic Nanolayer of Glass over Silver Nanoparticles Produced in the Interaction of High-intensity Ar <sup>+</sup> -laser Beam with Ag <sup>+</sup> /Na <sup>+</sup> Ion-exchanged Glasses.....	296
Preparation of Bismuth Oxide Nanostructures and Investigation of the Effect of Mo Source on Their Optical and Structural Properties .....	301
Preparation of Cobalt Doped ZnO Nanostructures and Investigation of Annealing Temperatur Effect in Photocatalytic Activity for Removing Methylene Blue from Water .....	306
Preparation of Tin Oxide and Tin Oxide Doped by Samarium Nanostructures by Ultrasound Method and Investigation of Their Optical and Structural Properties.....	312
Preparation of Silver Oxide Nanoparticles and Investigation of the Effect of Cl Doping on Their Structural and Optical Properties .....	317
Spectrophotometric Measurements of Lactic Acid Content by Iron III Chloride Method .....	322
Study of Photocatalytic Properties of Titanium Dioxide Nanotubes Covered by Graphene Quantum dot .....	329
The Effect of Alkali Metals K and Na on Electro-Optical Properties of ZnO Nanoparticles.....	333
The Effect of the Graphene Doping on the Photocatalytic Activity of Bismuth Titanate Nanostructures for Removing Methylene Blue from Water .....	338
Theoretical Basics of Calculating Albedo Through the Earthshine.....	344

## Committees

### Conference President

---

Prof Aziz Habibi-Yangjeh	University of Mohaghegh Ardabili
--------------------------	----------------------------------

### Conference Chair

---

Yashar Azizian-Kalandaragh	University of Mohaghegh Ardabili
----------------------------	----------------------------------

### Scientific Committee

---

Ehsan Ahadi Akhlaghi	Institute for Advanced Studies in Basic Sciences
----------------------	--

---

Şemsettin Altındal	Gazi University
--------------------	-----------------

---

Hossein Akbari	Islamin Azad University
----------------	-------------------------

---

Pari Amiri	University of Mohaghegh Ardabili
------------	----------------------------------

---

Tarik Asar	Gazi University
------------	-----------------

---

Yashar Azizan	University of Mohaghegh Ardabili
---------------	----------------------------------

---

Sotirios Baskoutas	University of Patras
--------------------	----------------------

---

Leonid Golovan	Lomonosov Moscow State University
----------------	-----------------------------------

---

Nejeh Hamdaoui	University of Sousse
----------------	----------------------

---

Svetlana Khonina	Samara University
------------------	-------------------

---

Soghra Mirershadi	University of Mohaghegh Ardabili
-------------------	----------------------------------

---

Sharareh Mirzaee	University of Mohaghegh Ardabili
------------------	----------------------------------

---

Zeinab Mirzaei-Kalar	University of Tabriz
----------------------	----------------------

---

Süleyman ÖZÇELİK	Gazi University
------------------	-----------------

---

Maghsoud Saadati	University of Mohaghegh Aradili
------------------	---------------------------------

---

Ahad Saber	University of Mohaghegh Aradili
------------	---------------------------------

---

Araz Siabi	University of Mohaghegh Ardabili
------------	----------------------------------

---

Fahrettin Yakuphanoglu	Firat University
------------------------	------------------

### Executive Committee

---

Pari Amiri	University of Mohaghegh Ardabili
------------	----------------------------------



Solmaz Kia

University of Mohaghegh Ardabili

---

Abbas Sabahi Namin

University of Mohaghegh Ardabili

---

Araz Siabi

University of Mohaghegh Ardabili

# Invited Talks

## Contents

<b>A Comparison Electrical Parameters of Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) Structures Obtained from the Forward Bias (I-V) and Reverse Bias (C-V) Characteristics.....</b>	<b>2</b>
<i>Prof. Şemsettin Altındal</i>	
<b>Optic Constans Analysis of Zinc Oxide Materials by FYTRONIX Optic Constants Analyzer Opportunities.....</b>	<b>3</b>
<i>Prof. Fahrettin Yakuphanoglu</i>	
<b>Remote Sensing of Dust over the Iran Plateau.....</b>	<b>4</b>
<i>Prof. Hamid Reza Mohammadi Kholesifard</i>	
<b>Plasmonic Metasurfaces.....</b>	<b>5</b>
<i>DR. Farhad Azadi Namin</i>	
<b>Diffraction of Optical Vortices.....</b>	<b>6</b>
<i>Dr. Saifollah Rasouli</i>	
<b>Optical Chirality of Self-Organized Plasmonic Nanostructures in Thin Photosensitive Films.....</b>	<b>7</b>
<i>Dr. Arashmid Nahal</i>	
<b>Optical Tweezers and its applications.....</b>	<b>8</b>
<i>Dr. Faegheh Hajizadeh</i>	
<b>Introduction to transparent Conducting Oxid (TCO) Materials .....</b>	<b>9</b>
<i>Prof. Seyed Mohammad Rozati</i>	
<b>Issues and Challenges Facing Sputtering of ITO Thin Films .....</b>	<b>10</b>
<i>Dr. Siamak Golshahi</i>	
<b>Recent Advances of Plasmonic Solar Cells.....</b>	<b>11</b>
<i>Dr. Ali Abdolazadeh Ziabari</i>	
<b>Fabrication of Ultrasonic Instruments and its Applications.....</b>	<b>12</b>
<i>Dr. Reza Afzalzdeh</i>	



Aug. 17-19, 2019

# A Comparison Electrical Parameters of Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) Structures Obtained from the Forward Bias (I-V) and Reverse Bias (C-V) Characteristics

Ömer Sevgili<sup>1,2</sup>, Yasahr Azizian-Kalandaragh<sup>3,4</sup>, Şemsettin Altındal<sup>1\*</sup>, Nejeh Hamdaoui<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Faculty of Sciences, Gazi University, Ankara, Turkey, \* altundal@gazi.edu.tr

<sup>2</sup>Vocational School of Health Services, Bingöl University, Bingöl, Turkey

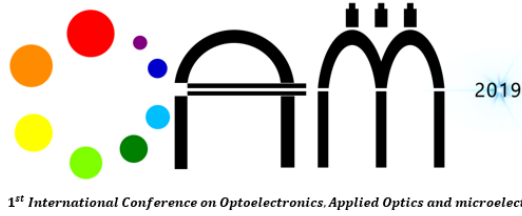
<sup>3</sup>Physics Department, Faculty of Sciences, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran

<sup>4</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

<sup>5</sup>Laboratoire des Energies et des Matériaux, LabEM-LRIIES34, Ecole Supérieure des Sciences et de La Technologie, Université de Sousse, Rue Lamine Abessi, 4011, Hammam Sousse, Tunisia

**Abstract-** In this study, both Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) structures were fabricated on the same n-Si wafer in the same conditions to see the effect of (ITO-doped PVP) organic interfacial layer on the main electrical parameters. Additionally, the forward bias (I-V) and reverse bias (C-V) characteristics were performed in wide range of bias voltage at room temperature for two type structures to see the discrepancies between measurement and calculated method. Some main electrical parameters such as the reverse-saturation current ( $I_0$ ), ideality factor ( $n$ ), barrier height, BH, ( $\phi_B(I-V)$ ), series ( $R_s$ ) and shunt ( $R_{sh}$ ) resistances, and rectifying rate ( $RR=IF/IR$ ) of them were found from the I-V data as  $2.58 \times 10^{-8} A$ , 6.43, 0.72 eV, 2.94 k, 0.19 M for MS and  $8.53 \times 10^{-13} A$ , 2.67, 0.98 eV, 1.375 k, 10.40 M, 7620 for MPS type structure, respectively. Additionally, the values of diffusion potential (VD), doping donor atoms (ND), Fermi energy (EF), depletion layer width (WD) and BH ( $\phi_B(C-V)$ ) were found from the reverse bias C-2-V characteristics at 1 MHz as 0.63 eV,  $7.53 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , 0.288 eV, 102 nm, and 0.893 eV for MS and 0.69 eV,  $7.19 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , 0.289 eV, 110 nm, and 0.956 eV for MPS type structure, respectively. Experimental results show that the used (ITO-PVP) organic interlayer improved the performance of the conventional MS structure and hence it can be successfully used instead of conventional insulator/oxide layer in respect of easy grown methods, low cost, low weight, low energy requirement, and flexibility when compared with traditional insulator materials such SiO<sub>2</sub>.

**Keywords:** (ITO doped PVP) organic interlayer; A comparison electrical parameters of MS and MPS structures; Main electrical parameters; Discrepancies between calculation method.



Aug. 17-19, 2019

# Optic Constants Analysis of Zinc Oxide Materials by FYTRONIX Optic Constants Analyzer

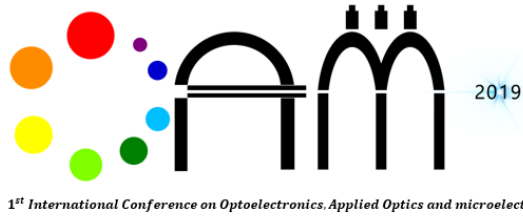
A. Dere<sup>1</sup>, F. Yakuphanoglu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Firat University, Nanoscience and Nanotechnology Laboratory, Elazig, 23200 TURKEY (a.dere@firat.edu.tr)*

<sup>2</sup>*Firat University, Department of Physics, Elazig, 23200 TURKEY (fyhan@hotmail.com)*

**Abstract-** A optic constants analyzer was manufactured for optic materials. The system automatically analyzes the optical dielectric constant, optical dielectric loss, optical conductivity and optical mechanism of metal oxide semiconductors. Zinc oxide nanopowders are synthesized by FYRTONIX hydrothermal system. The system measures the optical dielectric constant, dielectric loss, optical conductivity of zinc oxide materials from low frequency to high frequencies. The optical constants analysis system plots automatically optical real part of dielectric constant vs frequency, optical dielectric loss vs frequency, Cole-cole curve and optical conductivity vs frequency.

**Keywords:** Optical constants analyzer system, Optical constants.

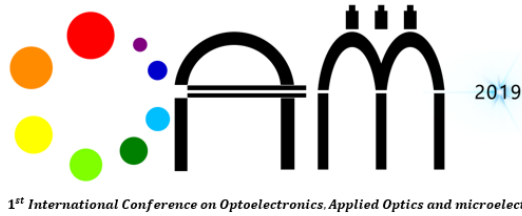


Aug. 17-19, 2019

# Remote Sensing of Dust over the Iran Plateau

Hamid Reza Mohammadi Kholesifard

*Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan 45137-66731, Iran*



Aug. 17-19, 2019

## Plasmonic Metasurfaces

Farhad Azadi Namin

*Amirkabir University of Technology (AUT)*

**Abstract-** Metasurfaces, which can act as wavelength-selective surfaces with multiple passbands or stopbands, have numerous applications, including modulating electromagnetic radiation, and transmitarray or reflectarray antennas. A metasurface is the two-dimensional equivalent of a metamaterial. Our talk considers metasurfaces composed of plasmonic core-shell spherical nanoparticles. We consider core-shell NPs that consist of a transparent (dielectric) core, surrounded by a plasmonic shell. By analyzing the expression for electric polarizability of such particles, we show that they possess two plasmonic resonances at which the scattering cross section is greatly enhanced. Additionally, there will be a region where the polarizability almost vanishes. The location of the resonances can be tuned to specific wavelengths by optimizing the design parameters of the core-shell NPs.

Aug. 17-19, 2019

# Diffraction of Optical Vortices: The theory and some of applications

Saifollah Rasouli

*Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan 45137-66731, Iran*

**Abstract:** In this work, the theory of diffraction of vortex beams from structured apertures, generation of elegant elliptical vortex Hermite–Gaussian beams, Talbot self-healing under vortex beams illumination, and creation of vortex beam arrays in the Cartesian coordinates are presented. First, with two different approaches, two general analytic studies on the diffraction of vortex beams from structured apertures are introduced. The near- and far-field diffraction of a vortex beam from an aperture having an arbitrary functionality are formulated in the Cartesian coordinates and two comprehensive and different approaches are presented. It is shown that, the form of resulting diffraction pattern from a given aperture under vortex beam illumination can be determined by a number of successive derivatives of 2D Fourier transform of the corresponding hypothetical aperture function or equally can be obtained by a summation of 2D Fourier transforms of the corresponding modified aperture function<sup>1</sup>. The both introduced analytic approaches are implemented in predicting of the diffraction of a vortex beam from an elliptic Gaussian aperture, an elliptic Gaussian phase mask, and a hyperbolic Gaussian phase mask in the far-field regime. It is shown that the diffraction of a vortex beam from an elliptic Gaussian aperture at the far-field regime forms a light beam that belongs to a new family of light beams we call as “elegant elliptical vortex Hermite–Gaussian (vHG) beams”<sup>1</sup>. The presented general analytic formula can be used for a large variety of apertures.

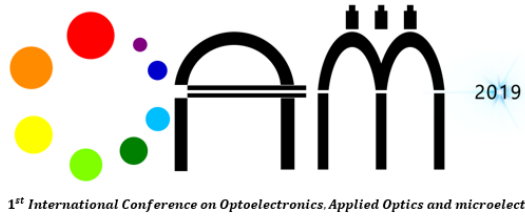
Using the presented general formulation, the diffraction of vortex beams from 2D periodic structures are investigated in the near-field regime, especially at the Talbot planes of the structures. It is shown that at the self-image planes vortex beam arrays may be created, and conditions of vortex beam arrays creation are derived<sup>2,3</sup>. In addition, it is shown that the modality of the Talbot self-healing effect depends to the profile of the aperture and illuminating beam structure<sup>3</sup>. We believe that the Talbot effect-based generation of vortex beam arrays might find more applications in optical tweezers, micromanipulations, and microfluidics.

Finally, it is shown that, the diffraction of vortex beams from radial gratings represents beautiful physical aspects, such as energy flow to the dark central region of the diffracting beam, which is similar to the effect of the Poisson-Arago spot. The diffraction of a vortex beam from a radial grating also provides a simple, in situ, and two-level intensity-based method for determining the topological charge of the incident beam and provides a method for data transferring with the aid of radial carpet beams<sup>4,5</sup>.

**Keywords:** Optical vortices; Diffraction and gratings; Singular optics; Spatial light modulators; Laser beam shaping; Talbot and self-imaging effects; Optical tweezers or optical manipulation.

## References:

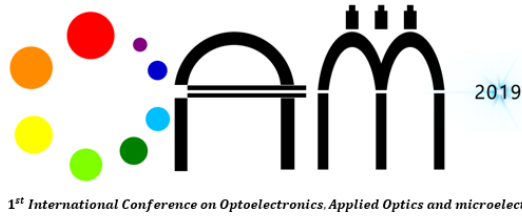
1. D. Hebri and S. Rasouli, "Diffraction from two-dimensional orthogonal nonseparable periodic structures: Talbot distance dependence on the number theoretic properties of the structures," J. Opt. Soc. Am. A 36, 253-263, 2019.
2. D. Hebri, S. Rasouli, and A. M. Dezfouli, "Theory of diffraction of vortex beams from structured apertures and generation of elegant elliptical vortex Hermite–Gaussian beams," J. Opt. Soc. Am. A 36, 839-852, 2019.
3. S. Rasouli and D. Hebri, "Generation of two-dimensional arrays of optical vortices," submitted 2019.
4. D. Hebri, S. Rasouli, and M. Yeganeh, "Intensity based measuring of the topological charge alteration by the diffraction of vortex beams from amplitude sinusoidal radial gratings," J. Opt. Soc. Am. B 35, 724-730, 2018.



Aug. 17-19, 2019

5. M. K. Karahroudi, M. K. Karahroudi, A. Mobashery, and B. Parmoon, "Information transmission using radial carpet beams," *Appl. Opt.* **58**(8), 1886-1894 (2019).





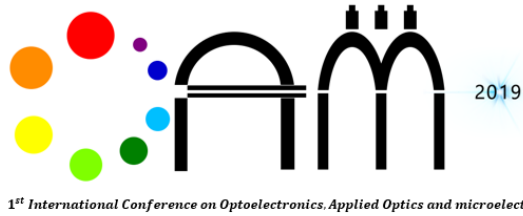
Aug. 17-19, 2019

## Optical Chirality of Self-Organized Plasmonic Nanostructures in Thin Photosensitive Films

Arashmid Nahal

*Photonic Materials Research Laboratory, Department of Physics, University of Tehran, Tehran, Iran*

**Abstract-** Interaction of He-Ne laser beam with thin AgCl slab waveguide film on a glass substrate, doped by silver nanoparticles, results in formation of self-organized plasmonic nanostructures (SPN), as a grating according to an interference pattern, which is the result of interference of the incident beam with the excited TE-modes of the AgCl film. The grating is made of the silver nanoparticles migrated to the minima of the interference pattern to reduce their total energy. Formation of SPN results in increasing of anisotropy and also induction of optical chirality in the film. As a result, the optical gyrotropy could be induced in the AgCl-Ag film. There are four circumstances with which we can control the amount and sign of rotation of the polarization plane of the probe beam, passing through the samples: (1) changing the polarization state of the incident beam; (2) changing the angle of incidence of the laser beam; (3) forming two crossed linear SPN and changing the angle between the two nanostructures and (4) using thick AgCl layers to excite, simultaneously,  $TE_0$  and  $TE_1$  modes of the slab waveguide.

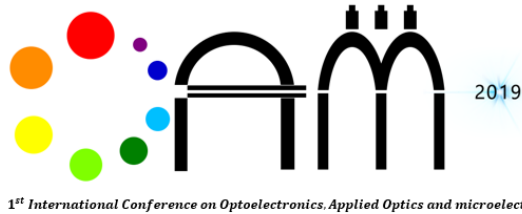


Aug. 17-19, 2019

# Optical Tweezers and its Applications

Faegheh Hajizadeh

*Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan 45137-66731, Iran*



Aug. 17-19, 2019

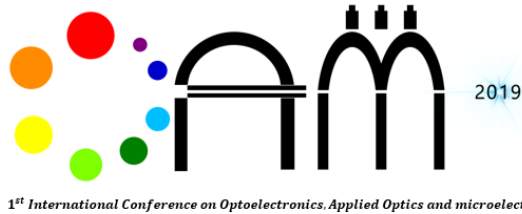
## Introduction to Transparent Conductive Oxides (TCO)

S.M. Rozati

*Physics Department, University of Guilan, Rasht, Iran*

**Abstract-** The lecture reports on the physical properties, status, prospects for further development, and applications of transparent and conductive oxides (TCO) semiconductors. The coexistence of electrical conductivity and optical transparency in these unusual materials depends on the nature of metal cations in crystalline or amorphous oxide structures. Materials such as oxides of tin, indium, zinc and cadmium and their various alloys, have been extensively studied and applied as electrodes in thin film technologies. These materials possess a wide energy band gap ( $E_g > 3\text{eV}$ ) and are therefore transparent in the visible region, where the long wavelength cutoff depends on the charge carrier concentration.

At present, the advantages of AZO (ZnO:Al) thin films, which have low resistivity of the order of  $10^{-4}\Omega\cdot\text{cm}$ , inexpensive source materials, and are non-toxic could become good alternatives to ITO (In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Sn) for thin-film transparent electrode applications. In addition to the required electrical and optical characteristics, applied TCO materials should be stable in hostile environment containing acidic and alkali solutions, oxidizing and reducing atmospheres, and elevated temperature. Most of the TCO materials are n-type semiconductors, but p-type TCO materials such as ZnO:N and ZnO:Mg are also developed. Structural factors are important during the design of TCO for gas sensor. In the case of thin films, it was shown that structural engineering of sensing materials could be used for the optimization of sensing parameters as gas sensitivity, selectivity, and time response.



Aug. 17-19, 2019

## Issue and Challenges Facing Sputtering of ITO Thin Films

Siamak Golshahi\*

*Nanostructure Coating Laboratory, Department of Physics, Rasht Branch, Islamic Azad University, Rasht, Iran*

**Abstract-** Structures of optoelectronic devices are composed of at least a transparent conductive Oxide (TCO) films. TCO materials benefit from both the high electrical conductivity and Optical transparency in visible spectra region which have made them transparent electrodes. It is more than four decades that Indium Tin Oxide (ITO) has been known as the most versatile TCO. Among the deposition techniques carried out to fabricate ITO thin films, Sputtering has carved a niche in both research and Industry all due to its reproducibility. Though numerous numbers of publications already revealed the details of ITO deposition from the physical, chemical and material point of view, still issues and challenges have remained for researchers intended to push the borders in this field of research.

A few numbers of these sophistications which I faced while sputtering ITO thin films are explained and solutions also are proposed. A DST3 desktop sputter coater (Nanostructure Coating Co.) is employed to fabricate thin films. A circular 2-inch ITO (Rearth Technology Co.) with purity of 99.99% is also used as the target.

The age of target is an influential parameter that will affect the ratio of Tin Oxide ( $\text{SnO}_2$ ) to Indium Oxide ( $\text{In}_2\text{O}_3$ ) due to the lower melting point of  $\text{SnO}_2$  respect to  $\text{In}_2\text{O}_3$ . To overcome this issue pre-sputtering has to be carried out to remove an ultra-thin Sn deficient ITO layer. It is reasonable to expect erosion in aged target. Erosion directly affects the uniformity of deposited ITO films. To solve this problem, deposition can be undertaken using a RF power supply which give rise to more uniform thin films in comparison to DC one.

Besides from the mentioned experimental issues, demand for a thinner ITO film still is not fulfilled. Reducing the thickness proportionally improves the transparency. However, deteriorates the electrical conductivity. Making between these two parameters compatible is a challenging job. Results reveal that optimized depositing power supply of 45W along with a vacuum heat treatment in  $550^\circ\text{C}$  can improve the conductivity of 60nm ITO film to  $3.3 \times 10^{-4} (\Omega - cm)$ . Moreover, the great transparency of more than 90% in visible spectra region is also achieved thanks to the ultra-low thickness.

In conclusion, to make a reproducible ITO thin film with a sputter coater designed for research objectives, operator faces lots of issues and challenges that have to be resolved. Experimental issues of target aging and its erosion can be solved using pre-sputtering and RF power supply, respectively and a challenge of keeping ultra-thin films of ITO a trustworthy transparent electrode also can be done using an optimized deposition and heat treatment conditions.

---

\* Email Addresses: golshahi@iaurasht.ac.ir, golshahi@gmail.com

Aug. 17-19, 2019

## Recent Advances of Plasmonic Solar Cells

Ali Abdolazadeh Ziabari

Department of Physics, Lahijan Branch, Islamic Azad University, Lahijan, Iran

Email: ali.abd.ziabari@gmail.com

**Abstract-** Plasmonic solar cells (PSCs) are a part of third generation of solar cells that use the scattering from noble metal nanoparticles excited at their localized surface plasmon resonance (LSPR). A thin silicon sheet does not absorb light very well. For this reason, more light needs to be scattered across the surface in order to increase the absorption of Si to convert it into the useful electrical energy. Metal nanoparticles help to scatter the incoming light across the surface of the layer at resonance wavelengths (Fig. 1).

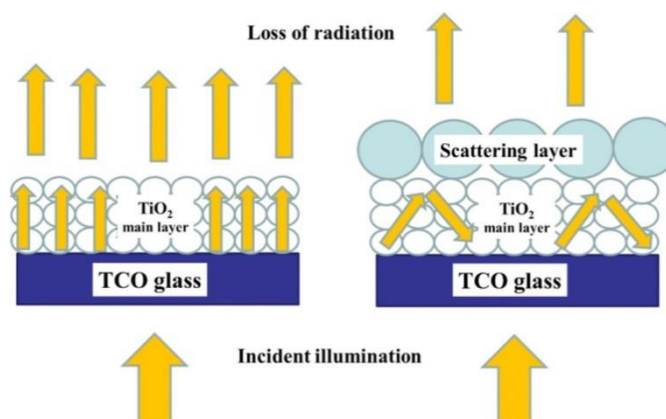


Fig. 1. Schematic view of light loss decrement due to presence of plasmonic NPs.

Silver and Gold are the common metallic nanoparticles for the PSCs uses. However, because of high cost and high temperature that they produce during the work, there is a general tendency to develop new alternatives for Au and Ag. This has caused a rapidly growing new area of research in the recent years. In addition to the type of the plasmonic NPs, their shape and size have also very strong effect on the performance of the solar cells. Zhang et al. simulations on a regular array of Al NPs of different size and period resulted in an increase of the cell absorption up to 40% for 100 nm diameter NPs with a 150 nm period [1]. Embed metallic nanoparticles within the active layer of the device can lead to an increase of the cell efficiency not only by light trapping via scattering effects, but also by near-field amplification in the close proximity of the NPs [2].

### References

- [1] Zhang D, et al. Aluminum nanoparticles enhanced light absorption in silicon solar cell by surface plasmon resonance. *Opt Quant Electron* 2015; 47:1421–7.
- [2] Ye F. et al. Embedded metallic nanopatterns for enhanced optical absorption. In: *Proceedings of SPIE, next generation (nano) photonic and cell technologies for solar energy conversion II*, vol. 8111; 1-7, Sept 2011. p. 811103.

## Papers

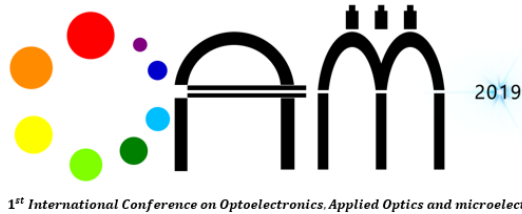
### Oral Presentation Papers

A Comparison Electrical Parameters of Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) Structures Obtained from the Forward Bias (I-V) and Reverse Bias (C-V) Characteristics.....	17
Controllable Lateral Reflection Shift in a Graphene Coated-Nanocomposite.....	24
Diode Applications Of Different Ligand Structure Ruthenium Complex .....	29
Dielectric Constants Analysis of Zinc Oxide Materials by FYTRONIX Dielectric Analysis System .	32
Electrical Properties of the Ag/n-ZnO/p-Si Structures Using Current-Voltage Measurements .....	36
Structural and Optical Properties of Zinc Selenide Crystal Modified by ion Exchange.....	40
Synthesis of PMMA Nanospheres as the Building Blocks of Artificial Opal Photonic Crystals .....	45
Temperature Dependent Barrier Height, Ideality Factor, Series Resistance of the Al/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /p-Si (MIS) Diodes Using Cheung's Functions in Temperature Range of 200-320 K.....	49
Temperature Dependent Current-Transport Mechanisms (CTMs) in the Al/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /p-Si (MIS) Diodes (SDs) Using Current-Voltage-Temperature (I-V-T) Characteristics in the Temperature Range of 200-320 K.....	54
The Influence of the Mask Shape on the Self-healing Property of Parabolic Beams .....	59
The V <sub>4</sub> AlC <sub>3</sub> Max Phase Synthesized Via Mechano-Thermal Process .....	64
Thermodynamic Characterization of Time Depending Aging Effects at 300°C for NiTi Alloy.....	69
Two- Level-Like Behavior of a Three-Level Atom in V Configuration Trapped in an Optical Cavity with Multiphoton Transition .....	73
Comparison of Fourier Transform and Wavelet Transform to Analyze the Diffraction Fringes from the Phase Step .....	77
Derivation of First Order Properties of Optical Systems by Use of Delano's Diagram .....	81
Determination of Important Parameters of Liadar to Measure the Concentration of Water Vapor in the Atmosphere .....	85
Effect of Shortcut to Adiabatic Passage on the Elimination of the Spontaneous Emission in the Interaction of a Three-level Atom with the Laser Fields .....	91
Guiding-Beam Reflectors System for LED Pumping of Solid State Lasers.....	96
Investigation of Hemoglobin Alteration Amount of Red Blood Cell by Hyperspectral Microscopy .	101
Simulation of CZTS Thin Film Solar Cell with ZnO, ZnS and Conventional CdS Buffer Layer .....	105
Studying the Nonlinear Response of Ethylene Oxide Nanoparticles in Combination with the Ethanol Solvent and the Comparison of Their Results by Using the Optical Method, Moiré Deflectometry .	109
The Effect of the Electrochemical Etching Processes Rate on Electrical Properties of P-Silicon .....	114
The superposition of Laguerre-Gaussian and Mirrored Laguerre-Gaussian Beams and Investigation of Their Self-Reconstruction Property .....	119
Usages of Common Lasers in Dentistry .....	126

### Poster Presentation Papers

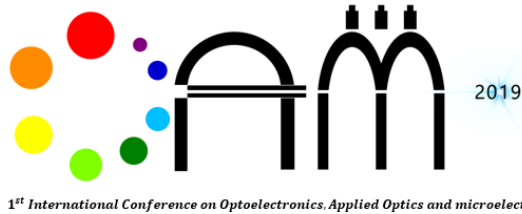
Absorption Enhancement in Graphene-based Photodetector with Plasmonic Structure .....	130
Diode Application Of Organometallic Ruthenium Complex.....	134





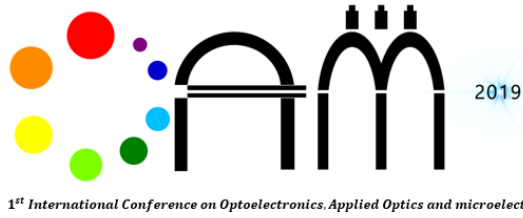
Aug. 17-19, 2019

Electrospun System for Nanofiber Applications.....	138
Fabrication of Copper Oxide-Zinc Oxide Nano-Photocatalyst by Electrochemical Oxidation of Brass .....	142
Graphene Assisted Tunable Semiconductor Laser Based on Vernier Effect.....	146
IR Cut-off Filters Based on Plasmonic Butterfly-shaped Nano-Antennas .....	151
Performance Improvement of CIGS Solar Cells with Composition Graded Active Layer .....	158
Photocatalytic activity of NiO nanoparticles under the different wavelengths.....	162
Simulation and Investigation of the Optical Properties of CdS/CdTe Solar Cells.....	166
SnO <sub>2</sub> Nanostructured Thin Films Using Spectroscopic Ellipsometry Technique: Effects of Annealing Temperature.....	170
Synthesis and Characterization of Cu <sub>2</sub> O/CuO Photocatalyst on Cu Plate.....	174
The Influence of Power Electronic Compensators on Performance of Multi-DG in the Presence of Different Load Models.....	178
Topological Phase in Spin-1/2 Two-leg Ladders.....	184
Characterization of Boron Nitride Nanosheets as a Semiconductor Material Using Electron Microscopy Techniques .....	189
Cobalt-Copper Nanowires Fabrication in Alumina Template by Electrodeposition: Investigate the Effect of Different Concentrations on the Alloy and Electrodeposition Waveform on the Magnetic Properties of Nanowires.....	193
Comparison of Essential Laser Parameters to Population Transfer Using Stimulated Raman Adiabatic Passage in the Linear and Nonlinear Systems .....	198
Comparison of the Electrical Properties of Al /p-Si (MS) and Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) Schottky Structures Using I-V Characterization.....	202
Design a Biosensor based on Photonic Crystal for Detecting Glucose Density .....	207
Design and Optimization of FBG Sensors with the Ability to Measure Strain and Temperature Simultaneously for Testing of Oil and Gas Pipelines .....	211
Designed and Fabrication on Sunlight for Solid State Laser Pump Applications .....	216
Determination of Some Optical Properties of Water-Dispersed Semiconductor Nano Structures with Using Wavefront Sensor .....	220
Investigation of Coupled Surface Plasmon Modes of Double Layer Graphene in Otto Configuration .....	225
Electromagnetic Waves with Circular Polarization in Magnetized Spin Quantum Plasma.....	229
Fabrication of Nanostructure ZnO Metal-Oxide-Semiconductor Thin Film Transistor.....	233
Frequency Dependent Dielectric Properties of Al /p-Si (MS) and Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) Schottky Diodes .....	237



Aug. 17-19, 2019

Hyperspectral imaging for Ink Identification in Handwritten Documents .....	242
Investigating the Effect of Gold Coating on the Silicon Tip in Electric Field Enhancement of Tip-enhanced Raman Spectroscopy System .....	246
Investigating the Effect of Photothermal Therapy on the Osteosarcoma Cancerous Cell (MG63) by Laser and Graphene Oxide Nanoparticles .....	250
Investigating the Optical Properties of Gallium Arsenide Nanocrystals Contaminant with Zn Atoms .....	254
Heidar Ali Shafiei <sup>1</sup> , Mahboubeh Bigmoradi <sup>2</sup> .....	254
<i>Department of Physics, Faculty of Science, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran ...</i>	254
Investigation and Measurement of the Magnetic Effect of Flint Glass by Using the Optical Method, Moiré Deflectometry and Comparing it with Faraday Effect .....	258
Investigation of Phonon Dispersion Spectrum and Electron Energy Loss Spectrum of Monolayer Silicon Carbide.....	263
Investigation of the Photocatalytic Behavior of Indium Oxide on Methylene Blue and Methylene Orange Organic Dye .....	272
Making Spatial Light Modulators by Using Video Projector .....	277
Measurement and Calibration of the Nonlinear Response of a CMOS Detector.....	282
Measurement of the Fractional Part of the Topological Charge of Vortex Beams.....	286
Optimization of Optical Pumping System of a LED-Pumped Ce:Nd:YAG Laser .....	291
Plastic Nanolayer of Glass over Silver Nanoparticles Produced in the Interaction of High-intensity Ar+-laser Beam with Ag+/Na+ Ion-exchanged Glasses.....	296
Preparation of Bismuth Oxide Nanostructures and Investigation of the Effect of Mo Source on Their Optical and Structural Properties .....	301
Preparation of Cobalt Doped ZnO Nanostructures and Investigation of Annealing Temperatur Effect in Photocatalytic Activity for Removing Methylene Blue from Water .....	306
Preparation of Tin Oxide and Tin Oxide Doped by Samarium Nanostructures by Ultrasound Method and Investigation of Their Optical and Structural Properties.....	312
Preparation of Silver Oxide Nanoparticles and Investigation of the Effect of Cl Doping on Their Structural and Optical Properties .....	317
Spectrophotometric Measurements of Lactic Acid Content by Iron III Chloride Method .....	322
Study of Photocatalytic Properties of Titanium Dioxide Nanotubes Covered by Graphene Quantum dot .....	329
The Effect of Alkali Metals K and Na on Electro-Optical Properties of ZnO Nanoparticles.....	333
The Effect of the Graphene Doping on the Photocatalytic Activity of Bismuth Titanate Nanostructures for Removing Methylene Blue from Water .....	338



Aug. 17-19, 2019

Theoretical Basics of Calculating Albedo Through the Earthshine..... 344

Aug. 17-19, 2019

# A Comparison Electrical Parameters of Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) Structures Obtained from the Forward Bias (I-V) and Reverse Bias (C-V) Characteristics

Ömer Sevgili<sup>1,2</sup>, Yasahr Azizian-Kalandaragh<sup>3,4</sup>, Şemsettin Altındal<sup>1\*</sup>, Nejezh Hamdaoui<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Faculty of Sciences, Gazi University, Ankara, Turkey, \* altundal@gazi.edu.tr

<sup>2</sup>Vocational School of Health Services, Bingöl University, Bingöl, Turkey

<sup>3</sup>Physics Department, Faculty of Sciences, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran

<sup>4</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

<sup>5</sup>Laboratoire des Energies et des Matériaux, LabEM-LR11ES34, Ecole Supérieure des Sciences et de La Technologie, Université de Sousse, Rue Lamine Abessi, 4011, Hammam Sousse, Tunisia

**Abstract-** In this study, both Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) structures were fabricated on the same n-Si wafer in the same conditions to see the effect of (ITO-doped PVP) organic interfacial layer on the main electrical parameters. Additionally, the forward bias (I-V) and reverse bias (C-V) characteristics were performed in wide range of bias voltage at room temperature for two type structures to see the discrepancies between measurement and calculated method. Some main electrical parameters such as the reverse-saturation current ( $I_0$ ), ideality factor ( $n$ ), barrier height, BH, ( $\phi_B(I-V)$ ), series ( $R_s$ ) and shunt ( $R_{sh}$ ) resistances, and rectifying rate ( $RR=IF/IR$ ) of them were found from the I-V data as  $2.58 \times 10^{-8} A$ , 6.43, 0.72 eV, 2.94 k $\Omega$ , 0.19 M $\Omega$  for MS and  $8.53 \times 10^{-13} A$ , 2.67, 0.98 eV, 1.375 k $\Omega$ , 10.40 M $\Omega$ , 7620 for MPS type structure, respectively. Additionally, the values of diffusion potential (VD), doping donor atoms (ND), Fermi energy (EF), depletion layer width (WD) and BH ( $\phi_B(C-V)$ ) were found from the reverse bias C-2-V characteristics at 1 MHz as 0.63 eV,  $7.53 \times 10^{14} cm^{-3}$ , 0.288 eV, 102 nm, and 0.893 eV for MS and 0.69 eV,  $7.19 \times 10^{14} cm^{-3}$ , 0.289 eV, 110 nm, and 0.956 eV for MPS type structure, respectively. Experimental results show that the used (ITO-PVP) organic interlayer improved the performance of the conventional MS structure and hence it can be successfully used instead of conventional insulator/oxide layer in respect of easy grown methods, low cost, low weight, low energy requirement, and flexibility when compared with traditional insulator materials such SiO<sub>2</sub>.

**Keywords:** (ITO doped PVP) organic interlayer; A comparison electrical parameters of MS and MPS structures; Main electrical parameters; Discrepancies between calculation method

## 1. Introduction

Nowadays, the fundamental requirement is using the high-dielectric interlayer or metal-doped polymer to increase the performance and decrease the cost in metal-semiconductor (MS) type Schottky barrier diodes (SBDs) with native or deposited an insulator layer by traditional methods such as thermal oxidation or wet oxidation. However, the used of a low-dielectric insulator layer cannot completely passivate the active dangling bonds at the semiconductor surface, leakage current and continuous control of BH. Therefore, many attempts have been made by researchers to realize a modification and continuous control barrier height (BH) between metal and semiconductor by using an organic/polymer interlayer instead of traditional insulator layer such as SiO<sub>2</sub> and SnO<sub>2</sub> because of its ease grown processing (electro-spinning, spin coating, and sol-gel methods), low cost, light-weight per molecule, flexibility, and high dielectric strength [1-7].

When organics/polymers compared with inorganic/semiconductors, polymers have lower-carrier motilities and conductivities and come up with this problem, usually polymers can be doped with a suitable dopant metal or metal oxide and graphene. Thus, the used a high dielectric organic interlayer can be increased of the BH, rectifying rate (RR) and decrease of the leakage current, surface states ( $N_{ss}$ ), and series resistance ( $R_s$ ) of the SBD. The quality and reliability of these devices are also dependent on the nature of BH, doping concentration level of atoms (donor acceptor), thickness and homogeneity of interlayer, applied voltage and sample temperature [8-10]. It is well known, unless specially performed of MS and MIS type SBDs, many  $N_{ss}$  or dislocations located at interlayer/semiconductor surface, many patches/pinch-off at around mean BH, and  $R_s$  can be occurred which are strongly influenced the performance of these devices. Usually,  $N_{ss}$  may be originated from dangling bounds at surface of semiconductor, oxygen vacancies, organic contaminates in the laboratory, and during cleaning processes of surface [8-10]. Since the thickness of interlayer becomes higher than 3-4 nm, then  $N_{ss}$  is equilibrium with the semiconductor rather than metal and they act a recombination centers which can release and capture electrons. On the other hand,  $R_s$  may be originated from the back ohmic and rectifier

contacts to the semiconductor and interlayer, respectively, the used probe wire to gate rectifier contact, bulk resistance of semiconductor, and extremely non-uniform doped donor/acceptor atoms in the semiconductor [11-14].

In MS, MIS and MPS type SBDs, the value of  $n$  is a measure of the validity to TE theory and high value of it is an evident a deviation from pure TE theory (ideal case) and also it is strong function of forward bias voltage except for the linear part of the  $\ln I$ - $V$  plot in moderate/intermediate bias voltage. The magnitude of  $n$  is usually dependent on doping concentration level and so depletion layer width ( $W_d \sim (N^{-1})^{0.5}$ ), the thickness ( $d_i$ ) and dielectric value of interlayer, the homogeneity or formation BH at M/S interface. The main goal of this study is to compare the electrical characteristics of Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) type SBDs to determine the role of (ITO-doped PVP) organic interlayer on the performance MS type SBD. Therefore, the forward and reverse bias I-V, C-V, and  $G/f$ -V measurements are carried out at room temperature in the wide range of applied bias voltage ( $\pm 3V$ ). We observed that the used (ITO-PVP) organic interlayer significantly improves the performance of the MS type SBD and so it can be successfully used instead of a conventional insulator layer from the point of easy perform onto the surface of semiconductor with low-cost/energy-consumption, light-weight per molecule and flexibility.

## 2. Experimental Details

In order to demonstrate the effects of (ITO-PVP) polymer interlayer on the CTMs and the formation of BH at M/S interface, both the Au/n-Si (MS) and Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) type SBDs were fabricated on the same n-Si (P-doped) wafer with (100) orientation, 350  $\mu\text{m}$  thickness, and at about  $1.1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$  doping concentration atoms in same conditions. Si wafer was dipped in ammonium-peroxide at about 1 min to remove the native insulator layer and organic impurities on the surface. After that it etched in the (H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:H<sub>2</sub>O=3:1:1) and (HCl:H<sub>2</sub>O=1:1) for one minute, respectively. After each cleaning step it was rinsed deionize-water (DW) with high-resistivity (18 M $\Omega$ ) and consequently dried by nitrogen gas. After cleaning processes, immediately n-Si wafer was transferred into high-vacuum thermal evaporation system and then high-pure Au (99.999%) with 120 nm thicknesses

was evaporated onto back side of wafer at 10-6 Torr and then it was annealed at 550 oC for 5 min in a N2 atmosphere to perform a good ohmic contact and then it was divided two pieces. In order to perform MS type SBDs without an interlayer, high-pure Au circular dots with 1 mm diameter ( $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ) and 120 nm thickness were deposited on the front of first piece of n-Si wafer. After the formation MS type SBDs, the prepared (ITO-PVP) solution was grown on the front of second piece of n-Si wafer by electro-spinning method and its thickness was predicted as 32 nm. Finally, high-pure Au circular dots with same area were thermally evaporated on the interlayer and so the fabrications of MS and MPS type SBDs were completed.

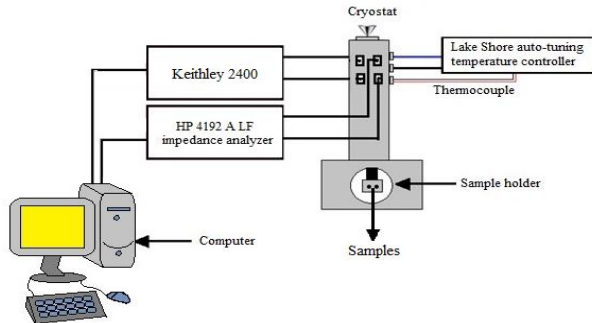


Figure 1. The schematic representation of the I-V, C-V and G/w-V measurement system

The forward and reverse bias I-V and C-V/G/ -V measurements were carried out by the use of a Keithley-2400 source-meter and HP4192A impedance analyser, respectively. The schematic diagram of the measurement system was given in Fig 1.

### 3. Results and Discussions

#### 3.1 Forward and Reverse Bias I-V Characteristics

Fig. 2 shows the  $\ln I$  vs  $V$  measurements of the fabricated MS and MPS type SBD. As shown in Fig 2, both the reverse and forward bias  $\ln I$  vs  $V$  plot of the MS is quite different from the MPS type SBD due to the existence of organic (ITO-PVP) interlayer, a special density distribution of the  $N_{ss}$ ,  $R_s$  of them. For example, the leakage current for MPS type SBD is 5.5 times lower than the MS type SBD at -3 V. Similarly, RR of the MPS is almost 12 times higher than the MS type SBD at  $\pm 3V$ .

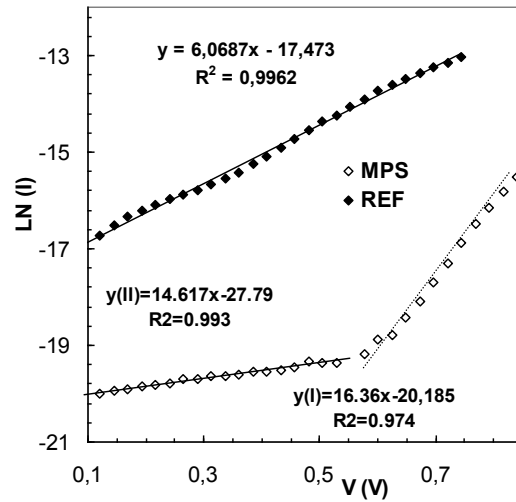
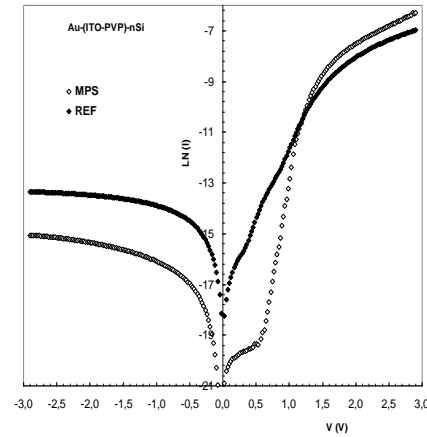


Fig. 2. The semi-logarithmic  $\ln I$ -V plot for the Au/n-Si and Au/(ITO-PVP)/n-Si SBDs

As can be seen in Fig 2, contrary to MS type SBD, in the forward bias region the  $\ln I$ -V plot for the MPS has two straight lines with different slope and intercepts point for low and intermediate voltages, respectively. Such behavior of the  $\ln I$  vs  $V$  plot is known as "two-parallel diode model" with different BHs and resistances and hence the relation between  $I$  and  $V$  is expressed as follow [15,16]:

$$I = I_{o1} \left[ \exp \left( \frac{q(V-IR_s)}{n_1 kT} \right) - 1 \right] + I_{o2} \left[ \exp \left( \frac{q(V-IR_s)}{n_2 kT} \right) - 1 \right] + \frac{(V-IR_s)}{R_{sh}} \quad (1)$$

In Eq. 1,  $I_{o1}$  and  $I_{o2}$  are the reverse-saturation currents;  $n_1$  and  $n_2$  are the ideality factors for the low and moderate voltages, and last term is the leakage current at very-low voltages ( $\leq 3kT/q$ ). The equivalent circuit of the "two-parallel diode model" can be represented in Fig. 3.



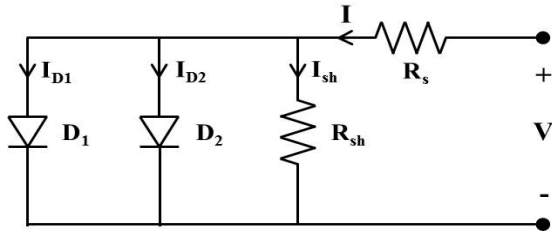


Fig. 3. A representation of “two-parallel diode model” with different BH and  $R_s$

The value of  $n$  for MS and MIS type SBDs was calculated from the linear part of  $\ln I$  vs  $V$  plot and it is a measure of conformity to TE theory and higher-values of  $n$  indicated that a deviation from the pure-TE theory ( $n \approx 1$ ). The magnitude of  $n$  is dependent on the existence of interlayer at M/S interface, both its thickness ( $d_i$ ) and permittivity ( $\epsilon_i$ ), depletion layer width ( $W_D$ ), and  $N_{ss}$  expressed as follow:

$$n(V) = (q/kT) \cdot dV/d\ln(I) = 1 + d_i / ( \epsilon_i W_D + qN_{ss} ) \quad (2)$$

On the other hand, the observed higher values of  $n$  especially at low or under room temperatures was attributed the barrier in-homogeneities, the image-force lowering effect, recombination-generation, tunneling through the barrier in the literature [3-10]. When in the rectifier contact/diode area have many low-barriers or patches at around mean BH, many electrons which have low-energies can be easily passed through these patches and so leads to an increase in leakage current and  $n$ . The intercepts of  $\ln(I)$ - $V$  plot [ $\ln(I) = \ln(I_0) + (q/nkT)V$ ] is directly give the value of  $\ln(I_0)$  and it expressed as follow [8,9]:

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{B0}}{kT}\right) \quad (3a)$$

Here,  $A$  is the diode area ( $=7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ),  $A^*$  is the effective-Richardson constant ( $112 \text{ A.cm}^{-2}\text{K}^{-2}$  for n-Si), and  $\phi_{B0}$  is the zero bias barrier height. After the obtained value of  $I_0$ , the value of  $\phi_{B0}$  was calculated from Eq. 3(a) as following [8]:

$$\phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (3b)$$

The  $I_0$ ,  $n$  and  $\phi_{B0}$  values were found as  $2.58 \times 10^{-9} \text{ A}$ , 6,425, and 0.719 eV for Au/n-Si (MS) type SD. On the other hand, these values were found as  $8.55 \times 10^{-13} \text{ A}$ , 2.668, and 0.977 eV (at low bias region: R1) and  $1.71 \times 10^{-9} \text{ A}$ , 2.384, and 0.787 eV (at moderate bias region: R2) for Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) type SD, respectively. The other more important factor is the rectifying rate ( $RR = IF/IR$ )

which is a measure of quality/performance of the diode and it was found as  $0.64 \times 10^3$  for MS and  $0.76 \times 10^4$  for MPS type SD at  $\pm 3\text{V}$ , respectively. These results are confirmed that the used (ITO-PVP) polymer interlayer can be enhanced the performance of MS due to the passivation effect of ITO incorporation in PVP lattices leads to a decrease in oxygen vacancies and low-density charge carriers which are supplied an increase in the BH. Similar results have been reported by various authors in last decade [19-22].

When the forward bias  $\ln I$ - $V$  plot has not a distinctive liner region or a narrow range, Norde and Cheung's functions can be successfully used as second way to determine the main diode parameters such as  $n$ ,  $\phi_B$ , and  $R_s$  at the enough higher forward bias voltage or the downward part of these plots [17,18]. According to Cheung and Cheung, the forward bias  $I$ - $V$  characteristics based on TE theory for SBDs with the  $R_s$  can be expressed as [18]:

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = n \left( \frac{kT}{q} \right) + R_s I \quad (4)$$

$$H(I) = V - n \left( \frac{kT}{q} \right) \ln \left( \frac{I}{AA^*T^2} \right) = n\phi_B + R_s I \quad (5)$$

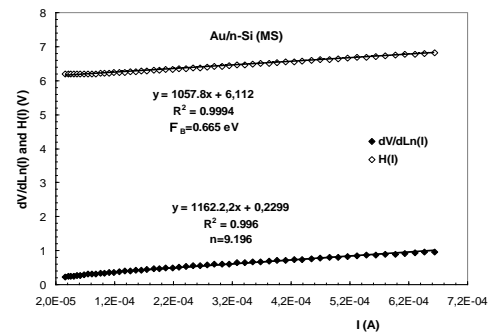


Fig. 4.  $dV/d(\ln I)$  vs  $I$  and  $H(I)$  vs  $I$  plots for the Au/n-Si (MS) type SBD.

Therefore, both the  $dV/d\ln(I)$ - $I$  and  $H(I)$ - $I$  plots for MS and MPS were drawn by using Eq. 4 and 5, respectively. As can be seen clearly in Fig. 4 and 5, these two plots have a straight line. Thus, the value of  $n$  and  $R_s$  were calculated from the intercept and slope of the  $dV/d\ln(I)$ - $I$  plot by fitting Eq. 4 as 9,196 and 1.162 k for MS and 6.26 and 0.540 k for MPS, respectively. After that both the value of  $\phi_B$  and  $R_s$  were also obtained from the intercept and slope of the  $H(I)$ - $I$  plot by fitting Eq. 5 as 0.665 eV and 1.058 k for MS and 0.720 eV and 0.786 k, respectively. The discrepancies in BH and  $n$  obtained from the standard TE and Cheung's functions are

the result of voltage dependent of these two main diode parameters and used the calculation method.

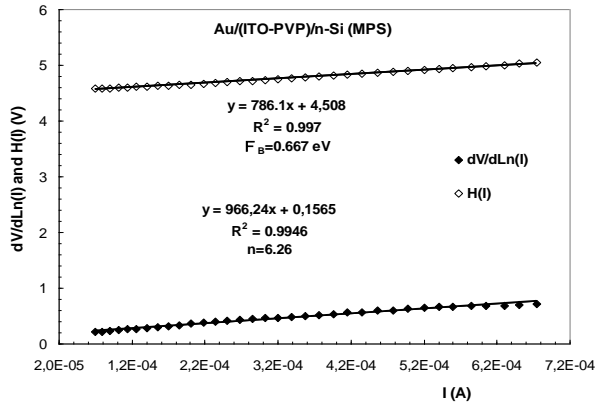


Fig. 5.  $dV/d(\ln I)$  vs  $I$  and  $H(I)$  vs  $I$  plots for the Au/(ITO-PVP)/n-Si (MPS) type SBD.

**Table 1.** The obtained experimental values of  $I_0$ ,  $n$ ,  $\Phi_{B0}$ ,  $R_s$ , and  $RR$  from the forward bias I-V characteristics for the Au/n-Si and Au/(ITO-PVP)/n-Si SBDs at room temperature.

	Au/ n-Si	Au/(ITO- PVP)/n-Si		Au/ n-Si	Au/(ITO- PVP)/n-Si
		R1	R2	Che ung	func tions
$I_0$ (A)	2.58 $\times 10^{-9}$	$8.53 \times 10^{-13}$	$1.71 \times 10^{-9}$	--	--
$n$	6.42 5	2.668	2.38 4	9.1 96	6.260
$\Phi_{B0}$ (eV)	0.71 9	0.977	0.78 7	0.6 65	0.720
$R_s$ (k )	2.94	1.37		1.1 1	0.867
$RR$ ( $\pm 3V$ )	$0.64 \times 10^3$	$0.76 \times 10^4$		--	--

### 3.2 Forward and Reverse Bias C-V and $G/C$ -V Characteristics

Fig. 6 shows the reverse and forward bias C-V and  $G/C$  -V characteristics of the Au/n-Si and Au/(ITO-PVP)/n-Si SBDs for 1 MHz at room temperature. It is clear that the C-V plot has inversion, depletion, and accumulation regime for two type SBD and a concave curvature at accumulation region was attributed to the existence of  $R_s$ , native ( $SiO_2$ ) and deposited (ITO-PVP) organic interlayer. On the other hand, the observed a narrow peak at depletion regime was attributed to the minority-

carrier injection,  $R_s$ , and a special density distribution of  $D_{it}$  located between interlayer and semiconductor interface in the band gap of Si [19,23,24].

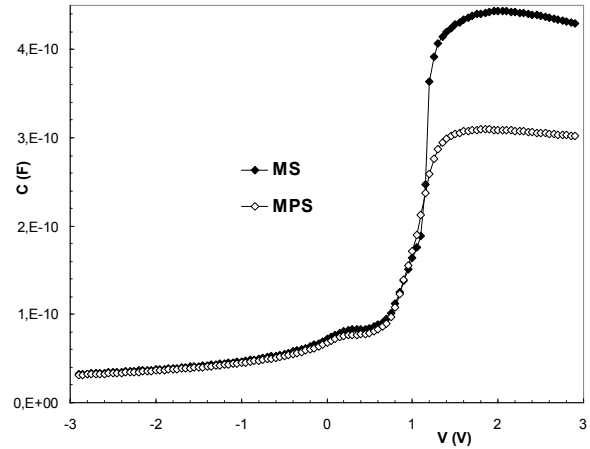


Fig. 6. The C-V plots for the Au/n-Si and Au/(ITO-PVP)/n-Si SBDs at 1 MHz.

The depletion layer capacitance of the MS and MIS/MPS type SBD at enough high frequency ( $\geq 1$  MHz) for reverse bias ( $V_R$ ) region or inversion regime is given as follow [8,9].

$$1/C^2 = \frac{2(V_0 + V_R)}{\epsilon_s \epsilon_0 q A^2 N_D} \quad (6)$$

Here;  $V_0$ ,  $\epsilon_s$ , and  $N_D$  are the intercept-voltage of the reverse bias  $C^{-2}$  vs  $V$  plot, permittivity of the semiconductor ( $=11.8 \times 8.85 \times 10^{-14} \text{F.cm}^{-1}$  for Si), and doping donor concentration, respectively. Fig. 7 shows the reverse bias  $C^{-2}$  vs  $V$  plots for the Au/n-Si and Au/(ITO-PVP)/n-Si SBDs at 1 MHz. As shown in Fig. 7, the  $C^{-2}$  vs  $V$  plots for two types SBDs have a straight line in the wide range of bias voltage. Thus, the value of  $N_D$  was extracted from the slope of these plots for each SBD and then by using the obtained experimental values of  $N_D$  ( $=2/(q \epsilon_s \epsilon_0 A^2 (dC^{-2}/dV))$ ), the value of  $E_F$  was calculated by using following relation [8,9]:

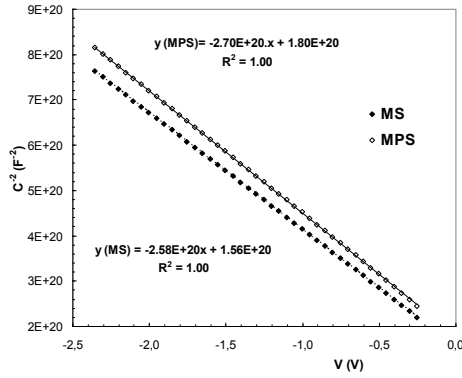


Fig. 7. The  $C^2$ -V plots for the Au/n-Si and Au/(ITO-PVP)/n-Si SBDs at 1 MHz.

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_C}{N_D} \right) \quad (7)$$

In Eq. 7,  $N_C$  is the effective density of states in the conduction band ( $E_C$ ) of Si ( $=2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  Si), and  $T$  is temperature in K, respectively. The value of depletion layer width ( $W_D$ ) was also calculated by using the following relation [8].

$$W_D = \left( 2 \epsilon_s \epsilon_0 V_D / q N_D \right)^{1/2} \quad (8)$$

In Eq.8,  $V_D$  ( $V_0 + kT/q$ ) is the diffusion potential and so the value of  $\Phi_B$  (C-V) was calculated MS and MPS type SBD by using following relation [9]:

$$\Phi_B(C-V) = (V_0 + kT/q + E_F) \quad (9)$$

The calculated values of  $V_0$ ,  $N_D$ ,  $E_F$ ,  $W_D$  and  $\Phi_B$  (C-V) from the  $C^2$ -V plots for the Au/n-Si and Au/(ITO-PVP)/n-Si SBDs at 1 MHz were tabulated in Table 2. The observed discrepancy between BH obtained from the forward and reverse bias regime was attributed to the nature of measured method, voltage dependent of BH, and interfacial layer.

Table 2. The calculated experimental values of  $V_0$ ,  $N_D$ ,  $E_F$ ,  $W_D$ , and  $\Phi_B$  (C-V) for the Au/n-Si and Au/(ITO-PVP)/n-Si SBDs at 1 MHz.

Sample	$qV_0$ (eV)	$N_D$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$E_F$ (eV)	$W_D$ (cm)	$\Phi_B$ (C-V) (eV)
MS	0.605	$7.53 \times 10^{14}$	0.263	$1.02 \times 10^{-4}$	0.893
MPS	0.667	$7.19 \times 10^{14}$	0.264	$1.10 \times 10^{-4}$	0.956

As can be seen in Table 2, the value of BH obtained from the forward bias  $\ln(I)$  vs  $V$  plot and reverse bias  $C^2$  vs  $V$  plot for the Au/(ITO-PVP)/n-Si SBD at 1 MHz is higher than the Au/n-Si SBD because of a high-dielectric thick interlayer and passivated effect of it. All experimental results obtained from the I-V and C-V characteristics are confirmed that the used (ITO-PVP) polymer interlayer can be enhanced the performance of MS type SBD rather than a conventional insulator layer.

## Conclusion

In order to see whether or not the improve quality of MS type SBD, both the Au/n-Si and Au/(ITO-PVP)/n-Si SBDs were fabricated onto the same n-Si wafer in the same conditions except for the formation of polymer interlayer. For this aim, firstly the forward bias I-V and reverse bias C-V characteristics were performed in wide voltage range of  $\pm 3V$  at room temperature for two types SBDs and also to see the discrepancies between calculated or measurement method. Firstly, the main electrical parameters of them such as  $n$ ,

$B(I-V)$ , and  $R_s$  were calculated from the forward bias I-V data by using both the standard TE theory and Cheung's functions and compared each other. The observed discrepancies in  $n$ ,  $BH$ , and  $R_s$  obtained from the standard TE and Cheung's functions were attributed to the voltage dependent of these main electrical parameters, used the calculation or measured method. The value of  $RR$  for MPS was found as almost 12 times higher than MS type SBD. The other some main electrical parameters of these SBDs such as  $V_D$ ,  $N_D$ ,  $E_F$ ,  $W_D$ , and  $\Phi_B$  (C-V) were also calculated from the reverse bias  $C^2$ -V plots at 1 MHz and also compared each other. The value of  $BH$  obtained from the forward bias  $\ln(I)$  vs  $V$  and reverse bias  $C^2$  vs  $V$  characteristics for the Au/(ITO-PVP)/n-Si SBD at 1 MHz is higher than the Au/n-Si SBD because of a high-dielectric thick polymer interlayer, passivated effect of it, and nature of measured method. All of these experimental results was confirmed that the used (ITO-PVP) polymer interlayer can be improved the performance of the MS type SBD and hence it can be successfully used instead of conventional insulator layer in respect of easy grown methods, low cost, low weight, low energy requirement, and flexibility when compared with conventional insulator interlayer.

## REFERENCES

- [1] Tecimer H, Tunç T, Altındal. Investigation of photovoltaic effect on electric and dielectric properties of Au/n-Si Schottky barrier diodes with nickel (Ni)-zinc (Zn) doped organic interface layer. J Mater Sci Mater Electron 2018;29:3790-9.
- [2] Sharma M, Tripathi S.K. Analysis of interface states and series resistance for Al/PVA:n-CdS nanocomposite metal-semiconductor and metal-insulator-semiconductor diode structures. Appl

Phys A 2013; 113:491–9. doi:10.1007/s00339-013-7552-3.

[3] M.S.P. Reddy, H.S. Kang, J.H. Lee, V.R. Reddy, J.S. Jang, Electrical properties and the role of inhomogeneities at the polyvinylalcohol/n-InP Schottky barrier interface. *J. Appl. Polym. Sci.* 131, 39773 (2014)

[4] S. Boughdachi, Y. Badali, Y. Azizian-Kalandaragh, Ş. Altındal, Current-transport mechanisms of the Al/(Bi<sub>2</sub>S<sub>3</sub>-PVA Nanocomposite)/p-Si Schottky diodes in the temperature range between 220 K and 380 K. *J. Electron. Mater.* 47, 6945–6953 (2018)

[5] S. Yerişkin Altındal, M. Balbaşı, i. Orak, the effects of (graphene doped-PVA) interlayer on the determinative electrical parameters of the Au/n-Si (MS) structures at room temperature. *J Mater Sci Mater Electron* 28:14040-8 (2017).

[6] A.B. Uluşan, A. Tataroğlu, Y. Azizian-Kalandaragh, Ş. Altındal, On the conduction mechanisms of Au/(Cu<sub>2</sub>O-CuO-PVA)/n-Si (MPS) Schottky barrier diodes (SBDs) using current-voltage-temperature (I-V-T) characteristics. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* 29, 159–170 (2018).

[7] M. Hussein Al-Daharob, H. Elif Lapa, A. Kökçe, A. Faruk Özdemir, D. Ali Aldemir, Ş. Altındal, The investigation of current-conduction mechanisms (CCMs) in Au/(0.07ZnO-PVA)/n-4H-SiC (MPS) Schottky diodes (SDs) by using (I-V-T) measurements., *Material Science in Semiconductor Processing*, 85 (2018)98-105.

[8] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. New York: Wiley, 1981.

[9] B. L. Sharma, *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*. New York: Plenum Press, 1984.

[10] H.C. Card, E.H. Rhoderick, Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes. *J. Phys. D Appl. Phys.* 4, 1589–1601 (1971)

[11] E.H. Nicollian, J.R. Brews, *Metal oxide semiconductor (MOS) physics and technology*, New York, John Wiley & Sons; 1982.

[12] S. Alialy, Ş. Altındal, E. E. Tannıkulu, D. E. Yıldız, Analysis of temperature dependent current-conduction mechanisms in Au/TiO<sub>2</sub>/n-4H-SiC (metal/insulator/semiconductor) type Schottky barrier diodes. *J. Appl. Phys.* 116, 083709 (2014).

[13] S. Alptekin, Ş. Altındal, A comparative study on current/capacitance-voltage characteristics of Au/n<sub>i</sub>Si (MS) structures with and without PVP

interlayer, *J Mater Sci Mater in Electron* (2019) 30:6491-6499.

[14] H. Tecimer, H. Uslu, ZA. Alahmed, F. Yakuphanoglu, Ş. Altındal, On the frequency and voltage dependence of admittance characteristics of Al/PTCDA/P-Si (MPS) type Schottky barrier diodes (SBDs). *Composit Part B Eng*, 57,25-30 (2014)

[15] SELÇUK...(25-28)..

[16] SELÇUK...(25-28)..

[17] H. Norde, A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. *J. Appl. Phys.* 50, 5052–5053 (1979)

[18] S.K. Cheung, N.W. Cheung, Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.* 49, 85–87 (1986)

[19] S. Altındal Yerişkin, Effect of (0.01Ni-PVA) interlayer, interface traps (Dit), and series resistance (Rs) on the conduction mechanisms (CMs) in the Au/n-Si (MS) structures at room temperature, *J. Institue of Science and Technology* 9 (2),835-846 (2019).

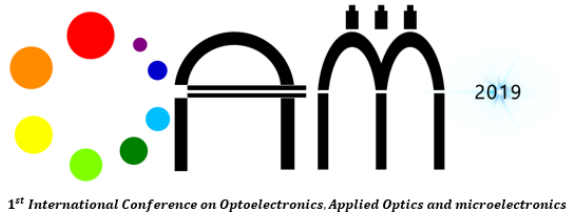
[20] Y. Badali, A. Nikravan, Ş. Altındal, I. Uslu, Effects of a thin Ru-doped PVP interface layer on electrical behavior of Ag/n-Si structures, *J. Electronic Materials*, 47, 3510-3520 (2018)

[21] V. Rajagopal Reddy, Electrical properties of Au/polyvinylidene fluoride/n-InP Schottky diode with polymer interlayer. *Thin Solid Films* 556: 300-306 (2014)

[22] V. Rajagopal Reddy, V. Manjunath, V. Jandarhanam, Yeon-Ho Kil, Che-Jong Choi, Electrical properties and current transport mechanisms of the Au/n-GaN Schottky Structure with solution-processed high-k BaTiO<sub>3</sub> interlayer, *J. Electronic Materials*, 43,3499-3507 (2014)

[23] A. Kaya, On the anomalous peak in the forward bias capacitance and conduction mechanism in the Au /n-4H SiC(MS) Schottky diodes (SDs) in the temperature range of 140-400 K. *Int. J. Mod. Phys. B.*, 29, 1550010 (2015).

[24] Ç. Bilkan, A. Gümüş, Ş. Altındal, The source of negative capacitance and anomalous peak in the forward bias capacitance-voltage in Cr/p-Si Schottky barrier diodes (SBDs), *Materials Science in Semiconductor Processing* 39 (2015) 484-491



Aug. 17-19, 2019

## Controllable Lateral Reflection Shift in a Graphene Coated-Nanocomposite

Maryam Zoghi\*

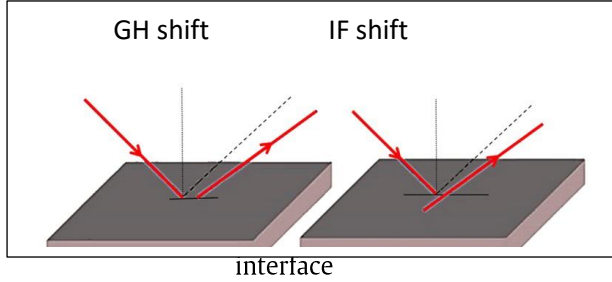
*University of Tehran, College of Engineering, School of Engineering Science, Enqelab Street, Tehran, 11155-4563, Iran*

**Abstract-** In a theoretical framework, it is shown that a graphene-coated composite substrate provides a more tunable base for Goos-Hanchen shift compared to a pure dielectric substrate.

**Keywords:** nano-optics, reflection shifts, graphene, metal-dielectric composite.

## 1. Introduction

Unlike plane waves, a finite beam of light undergoes longitudinal (in the plane of incidence) and transverse (perpendicular to the plane of incidence) [1] which are known as Goos-Hanchen (GH) shift [2] and Imbert-Fedorov (IF) shift respectively [3]. Figure.1 illustrates GH and IF shifts.



Beam shifts have potential applications in the design of optical devices such as optical waveguide switch, optical sensors as well as precision metrology and spin photonics [4].

At a single dielectric interface, the lateral shift is usually small, almost comparable to the wavelength of incident beam. The shift is demonstrated to be small in metal reflections as well. Regarding the large loss of noble metals and availability of atomically thick layers, two dimensional materials such as graphene, transition metal di-chalcogenides and topological insulators have generated immense research during the past decade.

Graphene, a single layer of carbon atoms arranged in a hexagonal lattice, has extraordinary properties owing to high electric mobility, low ohmic loss, high surface area etc. Its surface conductivity yields a giant and negative spatial Goos-Hanchen shift [5]. On the other hand, dielectric-metal composites of nanoparticles also present remarkable potential for an improved and tunable GH shift [6]. Particles' shape effect can be a significant factor in permittivity of composite. Metal-dielectric composites also are of interest for light trapping and photovoltaic in solar cells [7]. In this work, using effective medium theory, GH shift of a laser beam in reflection off a graphene-coated semi-infinite glass substrate including spheroidal gold nanoparticles is investigated.

## 2. Reflection Coefficients

When light with the angle  $\theta$  incidents from air onto a plane surface, the reflection coefficients are described with the magnitudes  $R_m$  and the phase

shifts  $\{\varphi\}_m$  as  $r_m = R_m e^{i\varphi_m}$ , where  $m \in \{s, p\}$  pertaining to TE (s-wave) and TM (p-wave) polarizations respectively. Considering a  $\alpha$ -linearly polarized beam with in-phase electric field as  $E = E_0 [\cos(\alpha) \hat{x} + \sin(\alpha) \hat{y}]$ , the explicit expression of the unitless spatial and angular GH shifts are [8]:

$$k\Delta_{GH} = \omega_p \frac{\partial \varphi_p}{\partial \theta} + \omega_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial \theta}, \quad (1-1)$$

$$\Theta_{GH} = - \left( \omega_p \frac{\partial \ln R_p}{\partial \theta} + \omega_s \frac{\partial \ln R_s}{\partial \theta} \right), \quad (1-2)$$

where  $\omega_m = \frac{a_m^2 R_m^2}{a_s^2 R_s^2 + a_p^2 R_p^2}$ ,  $a_m$  are the electric field components for parallel and perpendicular directions and  $k$  is the vacuum wave number.

Fresnel reflection coefficients of light impinging from air to an interface characterized by refractive index  $n$  are given by [1]

$$r_s(\theta) = \frac{\cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \quad (2-1)$$

$$r_p(\theta) = \frac{n^2 \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \quad (2-2)$$

for p and s waves respectively, where  $\theta$  is the angle of incidence. Suppose that a layer of graphene is coated on the interface. The graphene layer is characterized by the surface conductivity  $\sigma(\omega)$ , whose expression can be given in the following dimensionless form [5]

$$\frac{\sigma(\Omega)}{\sigma_0} = \Theta(\Omega - 2) + i \left[ \frac{4}{\pi \Omega} - \frac{1}{\Omega} \ln \left| \frac{\Omega + 2}{\Omega - 2} \right| \right] \quad (3)$$

where  $\sigma_0 = \frac{e^2}{4\hbar}$  is the universal conductivity of graphene,  $\Omega = \frac{\hbar\omega}{\mu}$  is the dimensionless frequency,  $\mu$  is the chemical potential and  $\Theta(x)$  is the Heaviside step function. We take the substrate to be a granular composite in which ellipsoidal metal nanoparticles of the permittivity  $\epsilon_m$  are embedded in the dielectric host of the permittivity  $\epsilon_d$  and filling fraction of metal nanoparticles in dielectric host is  $f$ . Ellipsoidal particles (with  $a, b, c$  to be half the length of the principal axes) can be described by three depolarization factors  $L_x, L_y$  and  $L_z$  which satisfy the sum rule  $L_x + L_y + L_z = 1$ . The depolarization factors express the force that seeks to restore the initial electron distribution along each of the ellipsoid axes. For simplicity, let us consider the ellipsoids generated by the rotation of an ellipse around its major or minor axes, which produce prolate or oblate spheroids respectively. Due to symmetry axis of these nanoparticles (say  $z$  axis), they have three proper modes, where two of



them are degenerated such that  $L_x = L_y = \frac{1}{2}(1 - L_z)$ .  $L_z$  is a shape dependent parameter defined as follows [9]

$$L_z = \frac{1 - \eta^2}{2\eta^3} \left[ \ln \left( \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \right) - 2\eta \right] \quad (4-1)$$

$$\eta = \sqrt{1 - \left( \frac{a}{c} \right)^2} \quad (4-2)$$

for prolate spheroid ( $c > a = b$ ), whereas for oblate spheroids ( $a = b > c$ ) we have

$$L_z = \frac{1 + \eta^2}{\eta^3} [\eta - \tan^{-1}\eta] \quad (5-1)$$

$$\eta = \sqrt{\left( \frac{a}{c} \right)^2 - 1} \quad (5-2)$$

Here  $\eta$  is the eccentricity of ellipsoid.

The macroscopic properties of a metal–dielectric composite of randomly oriented spheroidal particles can be characterized by the effective dielectric response  $\varepsilon_e$  which is obtained by effective medium theory as [10]

$$9(1-f) \frac{\varepsilon_e - \varepsilon_d}{2\varepsilon_e + \varepsilon_d} + f \left[ \frac{\varepsilon_e - \varepsilon_m}{\varepsilon_e + L_z(\varepsilon_m - \varepsilon_e)} + 4 \left( \frac{\varepsilon_e - \varepsilon_m}{2\varepsilon_e + (1 - L_z)(\varepsilon_m - \varepsilon_e)} \right) \right] = 0 \quad (6)$$

The permittivity of metal  $\varepsilon_m$  is approximated by Drude model

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma} \quad (7)$$

where  $\varepsilon_0$  represents the contribution from interband transitions. The bulk plasma frequency  $\omega_p$  is defined as:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m^* \varepsilon_0}} \quad (8)$$

In this relation  $N$  is the density of free electrons at room temperature and  $e$  and  $m^*$  indicate charge and effective mass of electron respectively. The damping frequency  $\Gamma$  includes bulk frequency and a term due to particle size:

$$\Gamma = \Gamma_{\text{bulk}} + \frac{AV_F}{r} \quad (9)$$

Where  $A$  is a model-dependent constant whose values have been theoretically justified from 0.1 to 2,  $V_F$  is the Fermi velocity and  $r$  indicates the radius of particle. By adopting Fresnel formula (Eqs.2), the reflection coefficients of light from the interface of

air/graphene-coated metal-dielectric nano-composite can be derived [11]

$$r_s(\theta) = \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon_m(\varepsilon_e - \varepsilon_m \sin^2 \theta)} - \sigma(\Omega)}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon_m(\varepsilon_e - \varepsilon_m \sin^2 \theta)} + \sigma(\Omega)} \quad (10)$$

$$r_p(\theta) = \frac{\varepsilon_e \cos \theta - \sqrt{\varepsilon_m(\varepsilon_e - \varepsilon_m \sin^2 \theta)} [1 - \sigma(\Omega) \cos \theta]}{\varepsilon_e \cos \theta + \sqrt{\varepsilon_m(\varepsilon_e - \varepsilon_m \sin^2 \theta)} [1 + \sigma(\Omega) \cos \theta]} \quad (10-2)$$

### 3. Results and Discussions

Considering a He-Ne laser ( $\lambda=632.8$  nm), a series of numerical calculations were performed to investigate the reflection shifts off a graphene-coated nanocomposite based on eqs. (1) and (10). The dielectric host is taken to be glass with refractive index of  $n=\sqrt{\varepsilon_d}=1.5$  containing randomly oriented spheroidal gold nanoparticles with  $r=10$  nm and depolarization factor of  $[L_z]$ . The parameters used for gold are  $\varepsilon_0=9.9$ ,  $[\omega_p]_{\text{bulk}}=1.1 \times [10]^{15}$  Hz,  $[\Gamma]_{\text{bulk}}=1.4 \times [10]^{14}$  Hz,  $[V_F]=1.4 \times [10]^6$  ms<sup>-1</sup>,  $A=2$  [11]. To exhibit the potentiality of composite in tuning the shifts, we study the case when the volume fraction of gold nanoparticles varies in the substrate. Fig. 5 shows the reflection shift of a TM wave from composites of various filling factors  $f$ .

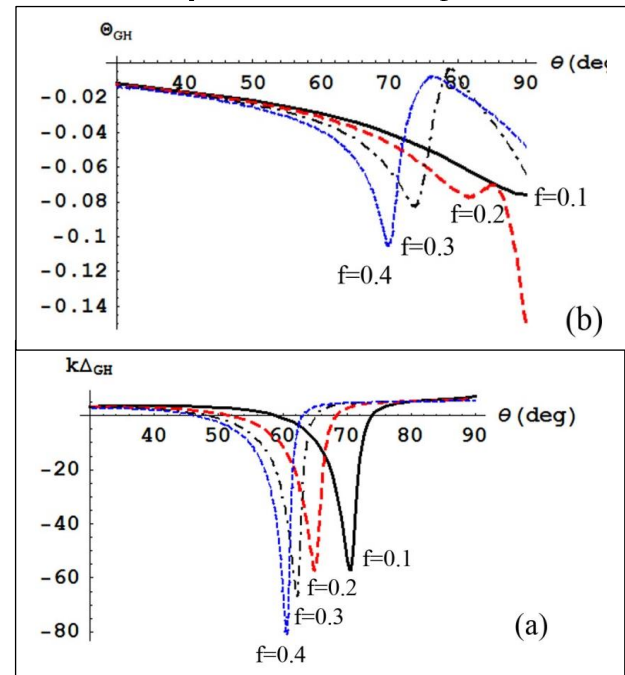


Fig.2. (a) Spatial and (b) angular GH shifts of TM-wave in graphene-coated composites of gold nanoparticles with different filling volumes [(a)  $L_z=0.5$ , (b)  $L_z=0.55$ ].

As more particles are embedded in the dielectric, the amount of spatial shift increases and the location of deep changes to smaller incident angle simultaneously (Fig. 2(a)). Meanwhile, we are able to set the spatial shift to zero by choosing a nearly half-filled glass as the substrate ( $f=0.55$ ) regarding to Fig. 2(b). Same type of behavior is found for the angular shift. To understand the influence of particles' morphology, spatial and angular shifts are plotted versus incident angle for diverse depolarization factors in Fig.3.

When the particles are nearly spherical ( $L_z=0.3$ ) the lowest amount of negative shift is obtained around  $\theta=30^\circ$ . However, non-spherical particles lead to higher values. Using oblate particles with depolarization factors  $L_z>0.55$ , the spatial shift switches to positive amounts as seen in Fig. 3(a). Finally, to investigate the effect of polarity of light on reflection shifts, a comparison between various polarizations is characterized in Fig. 7. We observe that GH shifts show distinguished manner depending on polarization. When the polarity of light changes from TM to TE ( $\alpha=0^\circ$  to  $\alpha=90^\circ$ ), the spatial shift grows and the deep occurs at larger  $\theta$ . Meanwhile, in this case one needs to approach grazing incident angles in order to obtain positive shifts (Fig. 7(b)). Interestingly, the influence of polarity on angular shift depends on incident angle and seems adverse for  $\theta>55^\circ$  i.e.  $\theta_{GH}$  decreases slightly in this region. The location of deep in angular shift moves to smaller  $\theta$  accordingly. The spatial and angular IF shifts of this system are studied as well and the results are available in [11].

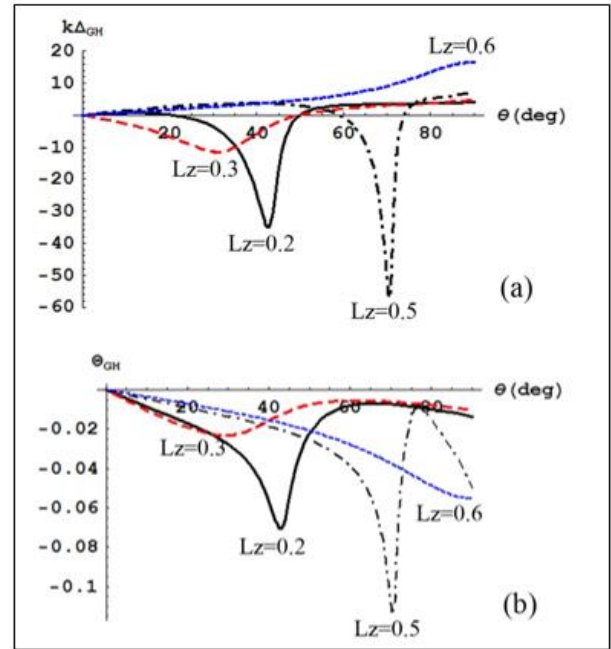


Fig.3. (a) Spatial and (b) angular GH shifts of TM-wave in graphene-coated composites of gold nanoparticles of different shapes.

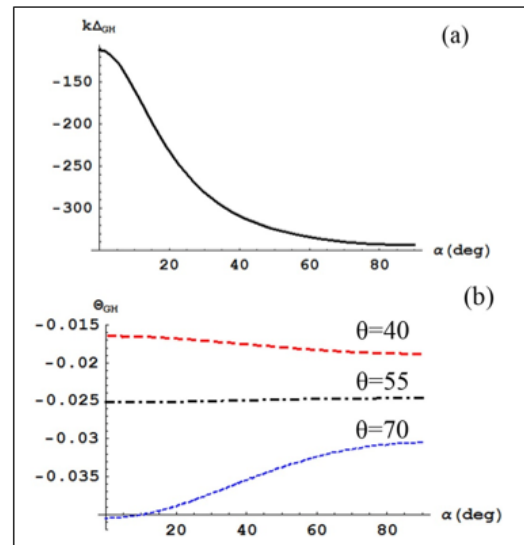


Fig.4. Reflection shifts as a function of polarization angle. (a) The spatial shift is plotted for  $f=0.1$ ,  $L_z=0.4$ ,  $\theta=51^\circ$ . (b) The angular shift is plotted for  $f=0.1$ ,  $L_z=0.55$  at three different radiation angles  $\theta=40^\circ$ ,  $\theta=55^\circ$ ,  $\theta=70^\circ$ .

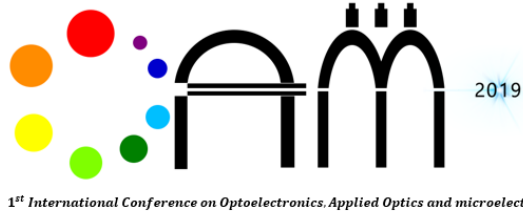
#### 4. Conclusion

The electrical properties of composite material are closely related to the morphology and concentration of the embedded metallic nanostructures. This gives an effective conductivity to the graphene-composite system which adds extra degrees of freedom to adjustability of reflection shifts. For example, while a graphene-dielectric surface enhances

reflection shift of only TM wave, it is possible to suppress this shift and empower the reflection of TE wave in turn by using a composite with proper features. These properties make graphene-composite hybrids suitable for a variety of applications including sensitive sensors and optical switching.

#### REFERENCES

- [1]. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed., Pergamon, London (2005).
- [2]. F. Goos and H. Hanchen, "Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion," *Ann. Phys.* 436, 333–346(1947).
- [3]. C. Imbert, "Calculation and Experimental Proof of the Transverse Shift Induced by Total Internal Reflection of a Circularly Polarized Light Beam," *Phys. Rev. D* 5, 787(1972).
- [4]. Xinxing Zhou, Lijuan Sheng<sup>1</sup> and Xiaohui Ling, *Scientific Reports* 8, 1221(2018); Xiaohui Ling, Xinxing Zhou et al., *Rep. Prog. Phys.* 80, 066401 (2017).
- [5]. M. Merano, A. Aiello, G. W. 't Hooft, M. P. van Exter, E. R. Eliel, and J. P. Woerdman, "Observation of Goos-Hänchen shifts in metallic reflection," *Opt. Express* 15 (24), 15928–15934 (2007).
- [6] E. Norouzi Afshar and A. Namdar, Investigation of temperature dependent tunable Goos-Hanchen shift at the interface of dielectric-nanocomposites containing non-spherical nanoparticles, *Mater. Res. Exp.* 6 015054 (2018).
- [7]. M. Piralaee et al., "Modeling and optimizing the performance of plasmonic solar cells using effective medium theory," *Phys. Lett. A* 381, 5 489-493(2017).
- [8]. M. Ornigotti and A. Aiello, "Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts for bounded wavepackets of light," *J. Opt.* 15, 014004 (2013).
- [9]. C. Noguez, "Surface Plasmons on Metal Nanoparticles: The Influence of Shape and Physical Environment," *J. Phys. Chem. C*, 111 (10), pp 3806–3819 (2007).
- [10]. Lihong Shi et al., "Superlens from metal-dielectric composites of nonspherical particles," *Phys. Rev. B* 76, 045116 (2007).
- [11]. M. Zoghi, "Reflection shifts in a graphene-coated dielectric-metal composite of non-spherical particles," *Opt. Comm.* 451, 15, pp 160-167 (2019).



Aug. 17-19, 2019

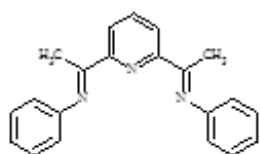
# **Diode Applications Of Different Ligand Structure Ruthenium Complex**

**Zafer ŞERBETÇİ**

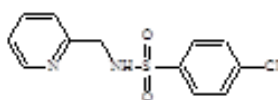
*Department of Chemistry Faculty of Arts and Science, Bingöl University, Bingöl, Turkey*

## 1. Introduction

Metal-semiconductor contact material is the basis of many electronic devices. Examples include diodes, transistors and solar cells [1-3]. Recently, the use of inorganic materials as semiconductors in diode production is of great importance. [4-6] The device can be manufactured in the desired properties as electrical and optical properties. Among these, it is of great importance to use organic materials as interfacial layers in particular.



La



Lb

Scheme 1. Ligand La and Lb

## 2. Experimental procedure

### 2.1 Synthesis of Ligand and Ru(II) complex

The compounds La [7] and Lb [8] were synthesized with the published procedure. The complex was synthesized using a modified to the literature procedure [8]. The La (1 mmol), Lb (1 mmol) and  $[\text{RuCl}_2(\text{p-cymene})]_2$  (0.5 mmol) were stirred in ethanol (30 mL) under reflux condition for 24 h. Then, the volatiles were removed under reduced pressure. The residue was dissolved using DMF (10 mL) solution and precipitated by addition of diethyl ether (30 mL). Finally, it was filtered off and washed using diethyl ether. solubility.

### 2.2 Preparation of the photodiode

The diodes wernative oxide on n-Si substrates and then, the wafers were cleaned using various baths such as methanol, acetone and deionized water baths. After 10–15 min, the substrates were dried in nitrogen. Ohmic contact was prepared by

evaporating of aluminum metal wire. Ru(II) complex solution were prepared and then, they were coated on n-Si substrates which have ohmic contact. The coated films were dried at 50 °C for 10 min. The diode top contact was prepared on inorganic films to form heterojunction structure having a diode contact area of  $7.85 \times 10^{-3}$ . Fytronix Electronic Device characterization system was used to analyze electrical properties of the diodes prepared using n-Si substrates an Ru(II) complex

## 3. Results and discussion

### 3.1 Structure description of Ru(II) complex

In this work, a Ru(II) complex containing a pyridine-2,6-diylbis and a benzene sulfonamide ligands was synthesized according to the literature method[11] The cationic complex is composed of a (N,N'E,N,N'E)-N,N'-(pyridine-2,6-diylbis(ethan-1-yl-1-ylidene))dianiline ligand with a Ru(II) metal center, 2,3,5,6-tetramethyl-N-(pyridin-2-ylmethyl)benzene sulfonamide ligand and a chloride ligand.

### 3.2 Current-voltage characteristics of Ruthenium (II) complexes/n-Si photodetector

The characteristic electrical properties of the fabricated Al/ Ruthenium (II) complexes/n-Si/Al photodetector were determined by using the current-voltage measurements under different light intensities. The analysis of the measurements was carried out in the precondition of  $V > 3kT/q$  using the well-known thermionic emission theory. For the determination of the electronic parameters such as barrier height and ideality factor, this theory can be formulated as follows The characteristic electrical properties of the fabricated Al/ Ruthenium (II) complexes/n-Si/Al photodetector were determined by using the current-voltage measurements under different light intensities. The analysis of the measurements was carried out in the precondition of  $V > 3kT/q$  using the well-known thermionic emission theory. For the determination of the electronic parameters such as barrier height and ideality factor, this theory can be formulated as follows. Ideality factor and barrier heightIt was calculated using the following formulas 1 and 2 [9].

$$n = \frac{q}{kT} \left( \frac{dV}{d \ln I} \right) \quad 1$$

$$\phi_b = kT \ln \left( \frac{A A^* T^2}{I_0} \right) \quad 2$$

The experimental current-voltage (I-V) measurements of the Al/organic Ru(II) complexes/n-Si/Al photodetector at room temperature for dark and various light intensity conditions which are 30 and 80  $\text{mW}/\text{cm}^2$  are shown in Fig. 1, and as seen in figure, measurements were performed at -8V to 8 V. The ideality factor and barrier height values of fabricated photodetector were calculated as 9 and 0.7 condition, respectively.

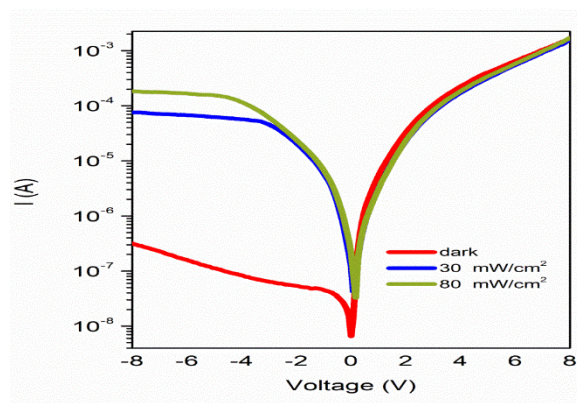


Fig. 1. IeV characteristics of the photodiode under dark and various illumination intensities.

#### 4. Conclusions

This indicates that Al/Ruthenium( II) complex/n-Si photodiode can be used as a photosensor in optoelectronic applications.

#### Acknowledgements

This study was supported financially by Bingöl University Scientific Research Coordination Unit (BÜBAP) (Project Number: BAP-FEF.2018.00.005). The author is greatly thankful to BÜBAP.

#### REFERENCES

1. A. Bolognesi, C. Botta, L. Cecchinato, V. Fattori, M. Cocchi, Poly(3-pentylmethoxythiophene)/ Alq3 heterostructure light emitting diodes, Synth. Met. 106 (1999) 183–186,
2. M.J. Sung, K. Kim, S.-K. Kwon, Y.-H. Kim, D.S. Chung, Phenanthro[110,9,8-cdefg]carbazole-thiophene, donor–donor copolymer for narrow band green-selective organic photodiode, J. Phys. Chem. C 121 (2017) 15931–15936,
3. B. Anwer, A. Karabulut, A. Yildiz, F. Yakuphanoglu, Solar light responsive ZnO nanoparticles adjusted using Cd and La Co-

dopant photodetector, J. Alloy. Compd. 732 (2018) 16–24,

4. A.A.M. Farag, B. Gunduz, F. Yakuphanoglu, W.A. Farooq, Controlling of electrical characteristics of Al/p-Si Schottky diode by tris (8-hydroxyquinolinato) aluminum organic film, Synth. Met. 160 (2010) 2559–2563, <https://doi.org/10.1016/j.synthmet.2010.10.005>.

5. Ö. Güllü, A. Türüt, Microelectronic engineering electrical analysis of organic dye based MIS Schottky contacts, Microelectron. Eng. 87 (2010) 2482–2487, <https://doi.org/10.1016/j.mee.2010.05.004>.

6. Ö. Vural, Y. Şafak, Ş. Altındal, A. Türüt, Current – voltage characteristics of Al/Rhodamine-101/n - GaAs structures in the wide temperature range, Curr. Appl. Phys. 10 (2010) 761–765.

7. S. Gunnaz, N. Ozdemir, S. Dayan, O. Dayan, B. Cetinkaya, Organometallics, 30 (2011) 4165–4173.

8. W.A. Farooq, E. Elgazzar, A. Dere, O. Dayan, Z. Serbetci, A. Karabulut, M. Atif, A. Hanif, Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 30 (2019) 5516–5525.

9. W.A. Farooq, E. Elgazzar, A. Dere, O. Dayan, Z. Serbetci, A. Karabulut, M. Atif, A. Hanif, Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 30 (2019) 5516–5525.

# Dielectric Constants Analysis of Zinc Oxide Materials by FYTRONIX Dielectric Analysis System

A. Dere<sup>1,\*</sup>, F. Yakuphanoglu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Firat University, Nanoscience and Nanotechnology Laboratory, Elazig, 23200 TURKEY (a.dere@firat.edu.tr)*

<sup>2</sup>*Firat University, Department of Physics, Elazig, 23200 TURKEY (fyhan@hotmail.com)*

**Abstract-** A dielectric analysis system was manufactured for dielectric materials. The system automatically analyzes the dielectric constant, dielectric loss, alternating current conductivity and dielectric mechanism of metal oxide semiconductors. Zinc oxide nanopowders are synthesized by hydrothermal method.

The system measure the dielectric constant, dielectric loss, alternating current conductivity of zinc oxide materials from 1 kHz to 1 Mhz. The dielectric analysis system plots automatically real part of dielectric constant vs frequency, dielectric loss vs frequency, Cole-cole curve and alternating current conductivity vs frequency.

**Keywords:** Dielectric system, dielectric parameters



## 1. Introduction

Metal oxide semiconductor materials have been extensively investigated for optoelectronic and electronic devices. It is well known that the size and shape controlling of ZnO and other metal oxide semiconductor ( $\text{TiO}_2$ ,  $\text{CuO}$ ,  $\text{NiO}$  etc.) materials nanostructures is very difficult for researchers. This is because the morphological optical and structural properties of ZnO and many metal oxides can be adjusted by changing the shape and morphology of the nanostructures. That's why has been used for ZnO synthesis various methods such as chemical vapor deposition [1], spray pyrolysis [2], microwave method [3], meta-organic chemical vapor deposition, pulsed laser deposition and hydrothermal method [4]. Among these methods, hydrothermal method is the most widely used method for the synthesis of ZnO micro / nanostructures. Because under high temperature and pressure ZnO nano particles can produce high-quality and single crystalline. Also hydrothermal method has many advantages such as low cost simple, less hazardous, and environmentally benign.

In this study, dielectric analysis of ZnO produced by hydrothermal method was performed. Dielectric measurements were performed with FYTRONIX FY 7000 analysis system. This dielectric analysis system consists of a LCR meter and temperature controller.

## 2. Exprimental Details

The ZnO powder was synthesized using hydrothermal method. Firstly zinc acetate dehydrate ( $\text{Zn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ,  $\geq 98\%$ ), sodium hydroxide ( $\text{NaOH}$ ,  $\geq 98\%$ ) and deionized water used as precursor.

Firstly, for the preparation of ZnO powder, an deionized water of 50 mL, which contained 0.005 mol of zinc acetate dehydrate ( $\text{Zn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  and solution of  $\text{NaOH}$  (1 M) was prepared at room temperature. The mixture was magnetically stirred for 40 min and then transferred into Teflon-lined steel autoclave of 80 mL capacity. The steel autoclave was sealed and kept at 120 C for 8 h. Then an aqueous solution of  $\text{NaOH}$  was gradually added into the an aqueous solution of  $\text{Zn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  with constant stirring so as to adjust pH at 7. Obtained powders were dried in oven at 90 C during a day.



Fig.1. FYTRONIX dielectric analysis system

FYTRONIX DIELECTRIC ANALYSIS SYSTEM includes

Hioki IM 3536 LCR Meter

FY Heating Controller Communications

LCD touch screen

Usb Port

Simulate Controller

FYTRONIX FY-700 dielectric system have Wide frequency range

## 3. Result and discussion

FY-7000 dielectric analyzer has been used to investigate the dielectrical properties of some materials. The obtained results on the morphology and dielectric analysis of ZnO by Yakuphanoglu et al. are shown in Figs.2-4 Fig 2 shows that ZnO is rod-like crystal.

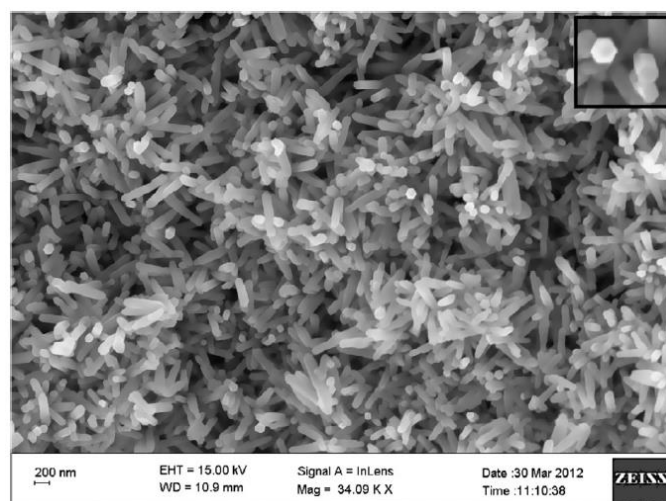


Fig.2 FE-SEM micrograph of the ZnO nanorods fabricated by microwave-assisted hydrothermal technique. The inset illustrates the hexagonal cross section area of the obtained ZnO nanorods.

Fig. 3 shows the variation of  $\epsilon_1$  and  $\epsilon_2$  with the photon energy of ZnO nanorods. In Fig. 3,  $\epsilon_2$  have quite small value for all range of investigated photon energy. This is due to the morphology and structural properties of ZnO. As dielectric constants of ZnO is changed with nanosize. Figure 3 also gives the imaginary and real dielectric plots.  $\epsilon_1$  has a variation that is more pronounced than  $\epsilon_2$ . This can be explained by the presence of some interactions between electrons and photons in the sample [7-9].

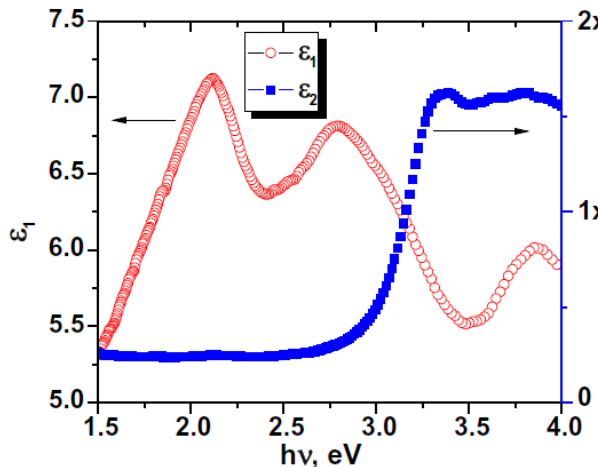


Fig.3 The variation of real and imaginary part of the dielectric constant with energy for the investigated ZnO nanorods sample.

Dielectric materials have energy storage properties. They are therefore an important component of electrical circuits. The dielectric event is caused by the interaction of the electric field with different charges. Materials with more dielectric constants are very suitable for fabrication of high-value capacitors. The dielectric constant is divided into two as real and imaginary dielectric constant. Real dielectric constant is also called real permittivity, imaginary dielectric constant is also called dielectric loss [9].

The complex dielectric constant is defined as;  $\epsilon' = \epsilon_1 + i\epsilon_2$  and real ( $\epsilon_1$ ) and imaginary ( $\epsilon_2$ ) parts of the dielectric constant are related to  $n$  and  $k$  values the following formulas given by ;

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2 ; \text{ and } \epsilon_2 = 2nk$$

Yakuphanoglu et al in other studies have investigated the dielectric properties of ZnO thin films prepared by sol-gel and spray pyrolysis methods using FY-7000 dielectric analysis system.

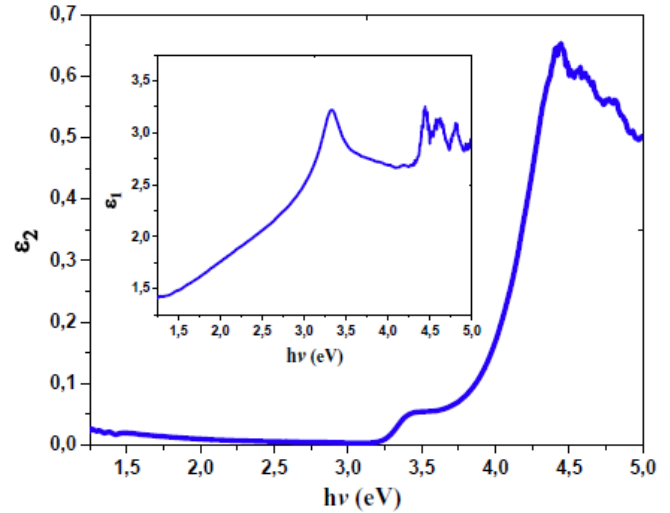


Fig.4 The real dielectric constant ( $\epsilon_1$ ) and imaginary dielectric constant ( $\epsilon_2$ ) as function of photon energy.

The above figure is the result of dielectric measurement of ZnO thin film has been prepared using sol-gel spin coating method. Fig.4 shows the dependence of the real ( $\epsilon_1$ ) and imaginary ( $\epsilon_2$ ) parts of the complex dielectric constant, respectively, on photon energy.

#### 4. CONCLUSIONS

The various nanomaterials can be synthesized using FYTRONIX nanomaterial production system. The dielectric constants and dielectric mechanism of the nanostructured metal oxide materials can be analyzed by FYTRONIX 7000 dielectric analyzer system.

#### REFERENCES

- [1] P. Hu, N. Han, D. Zhang, J.C. Ho, Y. Chen, Highly formaldehyde-sensitive transitionmetal doped ZnO nanorods prepared by plasma-enhanced chemical vapor deposition, *Sens. Actuators B-Chem.* 169 (2012) 74–80.
- [2] Y.J. Noh, S.I. Na, S.S. Kim, Inverted polymer solar cells including ZnO electron transport layer fabricated by facile spray pyrolysis, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 117 (2013) 139–144.
- [3] N. Uma Sangari, S. Chitra Devi, Synthesis and characterization of nano ZnO rods via microwave assisted chemical precipitation method, *J. Solid State Chem.* 197 (2013) 483–488.

[4] R.B. Kale, Y.J. Hsu, Y.F. Lin, S.Y. Lu, Hydrothermal synthesis, characterizations and photoluminescence study of single crystalline hexagonal ZnO nanorods with three dimensional flowerlike microstructures, Superlattices Microstruct. 69 (2014) 239–252.

[5] B. Shahmoradi, K. Soga, S. Ananda, R. Somashekar, K. Byrappa, Modification of neodymium-doped ZnO hybrid nanoparticles under mild

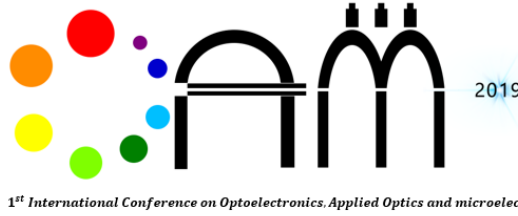
hydrothermal conditions, Nanoscale 2 (2010) 1160–1164.

[6] Karuna P. Ghoderao, Shweta N. Jamble, Rohidas B. Kale, Influence of pH on hydrothermally derived ZnO Nanostructures, Optik, 156 (2018) 758–771

[7] K. Ocakoglu, Sh.A. Mansour, S. Yildirimcan, Ahmed A. Al-Ghamdi, F. El-Tantawy, F. Yakuphanoglu, Microwave-assisted hydrothermal synthesis and characterization of ZnO nanorods, Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy 148 (2015) 362–368.

[8] Nadia Abdel Aal a, Faten Al-Hazmi b, Ahmed A. Al-Ghamdi b, Attieh A Al-Ghamdi c, Farid El-Tantawy d, F. Yakuphanoglu, Novel rapid synthesis of zinc oxide nanotubes via hydrothermal technique and antibacterial properties, Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy 135 (2015) 871–877

[9] Mahendiran M, A. Asha, J. Madhavan M. Victor Antony Raj, Structural and Optical Analysis of 1D Zinc Oxide Nanoparticles Synthesized Via Hydrothermal Method, Materials Today: Proceedings 8 (2019) 412–418



Aug. 17-19, 2019

## Electrical Properties of the Ag/n-ZnO/p-Si Structures Using Current-Voltage Measurements

Şükrü KARATAŞ

*Physics Department / Faculty of Sciences and Arts, Kahramanmaraş, Sütçü Imam University, Kahramanmaraş, Turkey  
46100, skaratas@ksu.edu.tr*

**Abstract-** In this work, nanostructure ZnO films were prepared by sol-gel method using spin coating technique. We investigated electrical properties of Ag/n-ZnO/p-Si Structures in dark and under 20, 60 and 100mW/cm<sup>2</sup> white light (visible light) illuminations using current-voltage (I-V) measurements. The ZnO/p-Si diode exhibits a non-ideal behavior due to the interfacial layer and the series resistance. The values of main parameters such as ideality factors, barrier heights and series resistances obtained from different methods decreased with increasing illumination. It is seen that the values of main parameters obtained from different methods are in agreement with each other.

**Keywords:** Electrical properties, ZnO, I-V measurements, Sol-gel method, ideality factor, Barrier height

## 1. Introduction

The starting point of semiconductor industry was the invention of the first semiconductor transistor at Bell Lab in 1947. Zinc oxide (ZnO) is one of the most important multifunctional semiconductor oxides because of its physical properties, such as resistivity control over the range  $10^{-3}$ – $10^5$   $\Omega$ cm, high transparency in the visible range. ZnO is a typical II-VI semiconductor material with a wide bandgap of 3.37 eV at room temperature, and a large exciton binding energy of 60 meV [1-7]. Thus, during the last decade, ZnO epilayer and various ZnO nanostructures have been grown by various techniques. The electrical properties of metal-oxide-semiconductor interfaces have been widely studied, both for their basic physical properties and for their technological applications to electronic devices.

In this work, nanostructure ZnO thin films were prepared to cover metal-semiconductor. That is, we investigated electrical properties of ZnO/p-Si structure under white light (visible light) illuminations using current-voltage (I-V) measurements. The light intensity dependence of the main parameters such as ideality factor ( $n$ ), zero-bias barrier height ( $\phi_{bo}$ ) and series resistance ( $R_s$ ) obtained from current-voltage (I-V) measurements. The experimental results showed that the values of main electrical parameters were found to be strongly light intensity.

## 2. Experimental procedure

The zinc oxide thin film was prepared using cadmium acetate dihydrate ( $\text{Cd}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ), methoxy ethanol and monoethanolamine. For this, 0.5 M of the zinc acetate dehydrate ( $\text{Zn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ) was firstly dissolved in 2-methoxyethanol for 2 h at room temperature and then, the monoethanolamine was added to this solution. The molar ratio of monoethanolamine to zinc acetate dehydrate was taken as 1.0. The prepared mixtures were stirred using a magnetic stirrer at 60 °C for about 30 min to obtain clear homogeneous solution and then sol was kept for aging for 18 h prior to film deposition. After ageing of the gel solution, any precipitation in gel solution was not observed. p-type single crystal silicon with a thickness of 600  $\mu$ m, and a resistivity of 5–10  $\Omega$ cm was used for the diode fabrication. The ohmic contact was formed by evaporating Al metal in pressure  $10^{-7}$  Torr on the back of Si wafer. After

cleaning process, ZnO films were deposited on p-type silicon by sol-gel spin coating method. The Ag contact was formed by evaporating Ag metal onto ZnO films using PVD-HANDY/2S-TE (Vaksis Company) vacuum thermal evaporation at a pressure of  $4.5 \times 10^{-5}$  Torr. In order to carry out electrical measurement, the contacts were formed by evaporation of circular dots with diameter of about 2.0 mm and 100 nm thicknesses (contact area of diode  $3.14 \times 10^{-2}$   $\text{cm}^2$ ). The electrical characterizations of the diodes were performed using KEITHLEY 2400 Semiconductor characterization system and a FYtronix Solar IV characterization system (FYtronix Solar system has been showed in Figure 1).

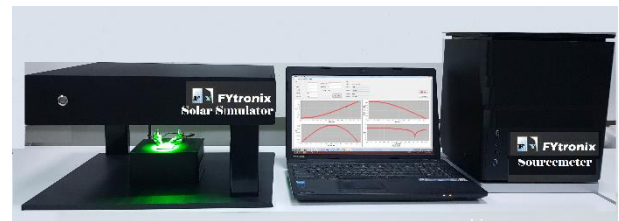


Figure 1. FYtronix electrical characterization system

## 3. Results and discussion

Fig. 2 shows the current-voltage characteristics (I-V) of the ZnO/p-Si structure under different illumination conditions at room temperature. As can be shown in the Fig. 2, the current curve increases exponentially with applied forward bias voltage at any illumination conditions, and the I-V characteristics of device show the nonlinear behaviour. According to thermionic emission (TE) theory, the relation between the voltage ( $V$ ) and current ( $I$ ) can be written as [7-10];

$$I = I_o \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right]$$

(1) where  $V$  is the applied voltage drop across the junction,  $q$  is the electronic charge,  $k$  is Boltzmann's constant,  $T$  is the absolute temperature, and  $I_o$  is the reverse saturation current given by;

$$I_o = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{bo}}{kT}\right)$$

(2)

where  $A$  is the diode area ( $3.14 \times 10^{-2}$   $\text{cm}^2$ ),  $A^*$  is the effective Richardson constant ( $32 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$  for p-Si) [7],  $\phi_{bo}$  is the barrier height, and  $n$  is the diode ideality factor which is a measure of

conformity of the diode to pure thermionic emission. Using Eq. (1) and Eq. (2), the ideality factor and barrier height (SBH) can show as below, respectively;

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (3)$$

$$\Phi_{bo} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_o}\right) \quad (4)$$

In Fig.2 and using Eq. (3) and Eq. (4), from the intercept and slope of  $\ln I$ - $V$  curves give the experimental value of  $n$  and  $\Phi_{bo}$  at room temperature respectively. As can be seen from Fig. 2, the obtained ideality factor values for Ag/n-ZnO/p-Si structure decreased with the increasing illumination intensity.

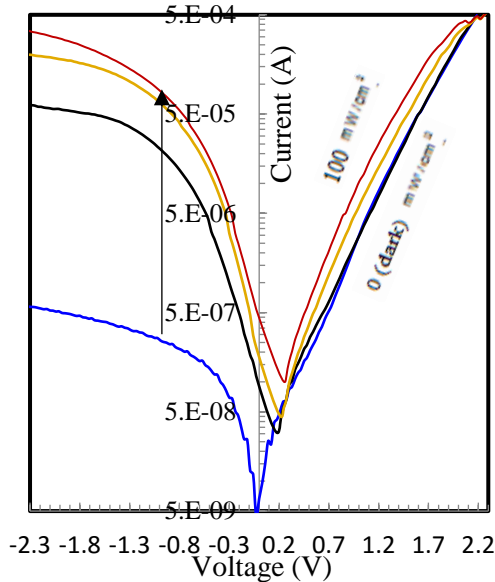


Figure 2. The I-V curves of the Ag/ZnO/p-Si structure at various illumination intensity.

From Fig.2, the values of the ideality factor ( $n$ ) and the barrier height ( $\Phi_{bo}$ ) obtained from I-V measurements were found as 7.78; 7.51; 7.12; 6.94 and 0.765; 0.757; 0.749; 0.741 eV in dark and under 20, 60 and 100mW/cm<sup>2</sup> white light illuminations, respectively. The experimental showed that the barrier heights and ideality factors have been decreased to be dependent on illumination intensity. Also, these values are given in Table 1.

Table 1. The ideality factors and barrier heights at various illuminations

Illumination intensity (mW/cm <sup>2</sup> )	Dark	20	60	100
ideality Factor (n)	7.78	7.51	7.12	6.94
Barrier Height (eV)	0.765	0.757	0.749	0.741

Furthermore, the values of series resistance have obtained using Cheung method [12]. Fig. 3 shows series resistance-current ( $R_S$ - $I$ ) curves of Ag/n-ZnO/p-Si structure at various illuminations obtained from the Cheung method. The method modified by Cheung method [12] can be written as follows:

$$H(I) = V - n\left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (5)$$

and

$$H(I) = IR_S + n\Phi_{bo} \quad (6)$$

Where  $R_S$  is the series resistance,  $\Phi_b$  is the barrier height [7,11,12] obtained from intercept of  $H(I)$ - $I$  plots and  $q$  is the elementary charge. The effect of series resistance ( $R_S$ ) on the forward bias I-V dates is seen Fig. 3.

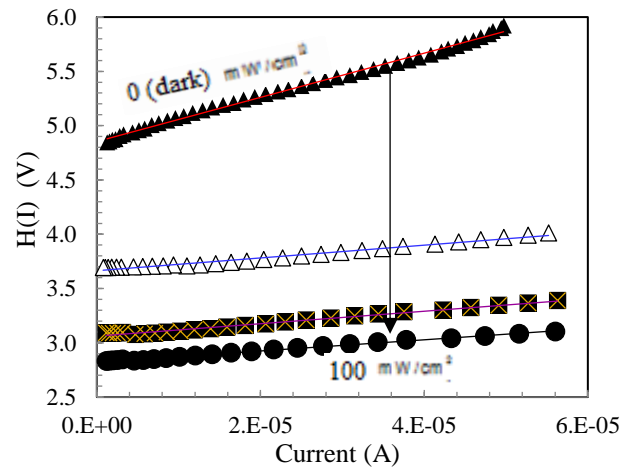


Figure 3. The  $H(I)$ - $V$  curves of the Ag/ZnO/p-Si structure at various illumination intensity.

From Fig.3 and using Eqs.5 and 6, the values of the series resistance ( $R_S$ ) and the barrier height ( $\Phi_{bo}$ ) obtained from  $H(I)$ - $I$  curves were found as 30349; 5877; 5734; 5145 and 0.621; 0.487; 0.431; 0.406 eV in dark and under 20, 60 and 100mW/cm<sup>2</sup> white light illuminations, respectively. As can be seen Table.2 and in Fig.3, the obtained results indicate that the values of series resistance are



decreased with the increasing illumination level due to the charges being generated from the valance band to conductance band and this causes the downward curvature in the forward bias  $I-V$  plots under light illuminations. The decrease in barrier heights and series resistance values with illumination density is associated with an improvement of the space charge layer due to the transfer of photogenerated electrons and holes.

Table 2. The series resistances and barrier heights at various illuminations

Illumination intensity (mW/cm <sup>2</sup> )	Dark	20	60	100
Series resistance ( $\Omega$ )	20349	5877	5734	5145
Barrier Height (eV)	0.621	0.487	0.431	0.406

#### 4. Conclusion

In this study, we investigated electrical properties of Ag/ZnO/p-Si heterostructure in dark and under 20, 60 and 100mW/cm<sup>2</sup> white light illuminations using current-voltage ( $I-V$ ) measurements. The main parameters such as ideality factors, barrier heights and series resistance were obtained by different methods. The results show that the main electrical parameters such as the BH,  $n$ , and  $R_s$  values were found to depend on the illumination intensity. The decrease of the barrier heights with illumination density is associated with an improvement of the space charge layer due to the transfer of photo-generated electrons and holes.

#### REFERENCES

[1] J.H. Shin, J. Park, S. Y. Jang, T. Jang, K.S. Kim, "Metal induced inhomogeneous Schottky barrier height in AlGaIn/GaN Schottky diode," *Appl Phys Lett*, vol. 102, pp. 243505-243509, 2013.

[2] S. Stankovich, D.A. Dikin, G.H.B. Dommett, K.M. Kohlhaas, E.J. Zimney, E.A. Stach, R.D. "Graphene-based composite materials," *Nature*, vol. 442, pp. 282-288, 2006.

[3] G. Eda, Mattevi, C. Yamaguchi, H. Kim, H. K. Chhowallah, "Insulator to semimetal transition in graphene oxide," *J Phys Chem C*, vol. 113, pp. 113: 15768-15771, 2009.

[4] W.W. Zhong, F.M. Liu, L.G. Cai, C.C. Zhou, P. Ding, H. Zhang, "Annealing effects of co-doping

with Al and Sb on structure and optical-electrical properties of the ZnO thin films" *J. Alloys Compd*, vol. 499, pp. 265-268, 2010.

[3] H.X. Liu, B.B. Huang, Z.Y. Wang, X.Y. Qin, X.Y. Zhang, J.Y. Wei, Y. Dai, P. Wang, M.H. Whangbo, "Amino acid-assisted synthesis of ZnO twin-prisms and functional group's influence on their morphologies" *J. Alloys Compd*. Vol. 507, pp. 326-330, 2010.

[5] A. Turut, H. Doğan, N. Yıldırım, *Mater. Res. Express*, "The interface state density characterization by temperature-dependent capacitance-conductance-frequency measurements in Au/Ni/n-GaN structures," *Mater Res Express*, vol. 2, pp. 096304-096312, 2015

[6] H. Morkoc, U. Ozgur: "Zinc oxide: Fundamentals, materials and device technology," Berlin: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co.; 2009.

[7] Ş. Karataş, H.M. El-Nasserb, A.A.Al-Ghamdi, F. Yakuphanoglu, "High photoresponsivity Ru-doped ZnO/p-Si heterojunction diodes by sol-gel method," *Silicon*, vol. 10, pp.651-658, 2018.

[8] R.D. Long, A. Hazeghi, M. Gunji, Y. Nishi, P. C. McIntyre, "Temperature-dependent capacitance-voltage analysis of defects in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> gate dielectric stacks on GaN," *Appl Phys Lett*, vol. 101, pp. 241606-241611, 2012.

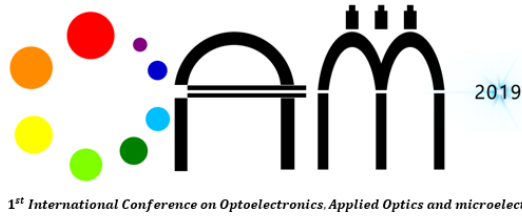
[9] A.Kaya, H. Tecimer, Ö. Vural, i.H. Taşdemir, Ş. Altındal, "Capacitance/conductance-voltage-frequency characteristics of Au/PVC+TCNQ/p-Si structures in wide frequency range," *IEEE Trans Electron Devices*, vol. 61, pp. 584-590, 2014

[10] M. M. Ahmed, K. S. Karimov, S. A. Moiz, "Temperature-dependent  $I-V$  characteristics of organic-inorganic heterojunction diode," *IEEE Trans Electron Devices*, vol. 51, pp.121-126, 2004

[11] E.H. Rhoderick, R.H. Williams, *Metal Semiconductor Contacts 2nd ed.* Clarendon, Oxford;1988.

[12] S.K. Cheung, N.W. Cheung, "Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 49, pp. 85-87, 1986.





Aug. 17-19, 2019

## Structural and Optical Properties of Zinc Selenide Crystal Modified by ion Exchange

M.B. MURADOV, G.M. EYVAZOVA, L.R. GAHRAMANLI.

*Department of Physics, Baku State University, Z. Khalilov str., 23, AZ-1148, Azerbaijan (mbmuradov@gmail.com, eygoncha@gmail.com qahramanli.lala@mail.ru)*

**Abstract-** The grown ZnSe crystal has been ion exchanged with silver ions. Ion exchange of ZnSe crystal was carried out in muffle oven. The effect of ion exchange by silver on structural properties has been studied by X-ray Diffraction (XRD). The effect of ion exchange by silver on optical properties such as optical band gap has been calculated from the reflectance spectra in Ultraviolet Visible spectrophotometer (UV-VIS). After ion exchange the ratio of compositions of sample was determined by Energy Dispersive X-ray Spectroscopy analysis (EDAX). The morphology of the surface was studied before and after the process by Scanning Electron Microscopy (SEM).

**Keywords:** crystal grows, ion exchange, surface area, modification.

## 1. Introduction

One of the interesting directions in material science is modification of surface area [1], or to obtain the complex structures by ion exchange from electrolyte solutions (core-shell type structures in material science). These processes allow that to change the chemical composition and physical-chemical properties of the material. One of the most perspective direction for to carry out the modification of the surface area of the crystals is diffusion [2] and the ion exchange from melts [3]. This method is widely used for the creation of optical waveguide structure based on lithium niobate and glass [4]. Wide band-gap semiconductors have been a promising research topic for optoelectronics applications such as photovoltaics [5]. ZnSe is one of the perspective materials for infrared optics and optoelectronics [6]. At room temperature, the value of band gap zone is between 2.799 and 2.803 eV [7] at  $\lambda = 587.6$  nm wavelength and the value of refractive index "n" is 2.6244. The refractive index varies depending on the wavelength. According to, the crystal dispersion also changes when the surface is modified. One of the methods for changing of parameters of the surface area is ion exchange. During ion exchange process, the compound of the surface area is varying, which changes the band gap zone, conductivity, refractive index and other parameters of the crystal structure.

For applications as the buffer layer in solar cells, biomedical labels or in thin film transistors (TFTs), the ZnSe films must have tunable optical properties, electrical conductivity and preferably control over both types of conduction: n-type and p-type [8]. Diffusion and ion exchange are depending on several parallel processes and are multifactorial. The temperature and the ions in electrolyte solutions (or in melts) and other factors in influenced the speed of ion exchange process. The nature of the solid base fitting can also affect to this process. It is obvious that, if the structure is porous, the diffusion process will be easier (ie, the diffusion coefficient is relatively great). This occurs usually in porous systems and polymers.

It should be noted, the main role in this process is the process of interface between the electrolyte solution with the solids, the kinetics of the reactions in the interface, the process of transport of ions into solid and from solid. Moreover, it should be noted that from the viewpoint of create the new phase, the process should be thermodynamically beneficial. Since the 70s years of the last century, ion exchange process was a new direction in material science, ion exchange was widely used in the obtain of new materials. Along with the

diffusion of metals (or ions), the ion exchange process is also used in the preparation of new structures:

- modification of crystals;
- alloying of materials and nanoparticles;
- new type of materials.

The ion-exchange methods have been widely used for doping semiconductor materials such as CdS [9], ZnO [10] and CdTe [11].

The ion exchange process allows the modification of the surface area of the material and to obtain the various type of new material. The process of ion exchange can be carried out in electrolyte solution and melts. In this study, the ion exchange process of ZnSe crystal was carried out in KCl + AgNO<sub>3</sub> melt.

## 2. Experimental part

For carried out of ion exchange were used the mixture of KNO<sub>3</sub> (melting point 334°C) and silver nitrate - AgNO<sub>3</sub> (melting point 209.7°C). The initial sample was ZnSe crystal. Potassium chloride and silver nitrate salts were mixed in a 10: 1 weight ratio and this mixture was placed in porcelain crucible with ZnSe crystal. Then crucible was heated at 350 °C for 5 hours in the muffle oven. Then the sample was cooled to room temperature. After ion exchange, the color of the crystal changes from yellow to dark gray. The surfaces of the samples have been investigated on microscopes before and after the ion exchange. The structure of the samples was studied by X-ray diffractometer. The optical properties of the samples were investigated by SPECORD-250 plus.

## 3. Results and Discussions

The crystalline structures of sample were investigated by XRD. In Fig.1 was shown XRD pattern of pure ZnSe crystal.

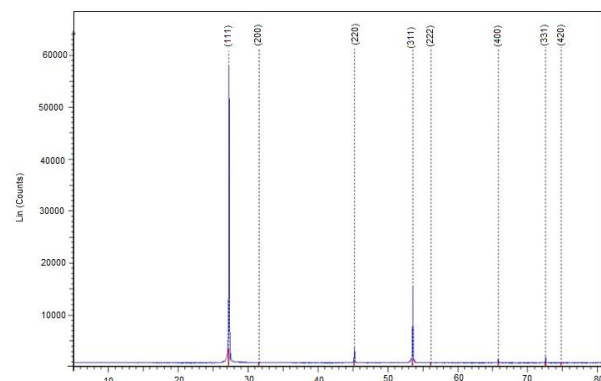


Fig.1. XRD pattern of ZnSe crystal

As seen from the diffraction pattern is observed the angle at the angle  $2\theta = 27^\circ, 32^\circ, 45^\circ, 53^\circ, 56^\circ, 66^\circ, 72^\circ, 75^\circ$ . It appears compared to literature, ZnSe crystal shows the cubic structure [12]. The peaks can be indexed as

(111),(200),(220),(311),(222),(400),(331) and (420) respectively.

The diffraction pattern of ZnSe crystal after ion exchange in the melt of KNO<sub>3</sub>: AgNO<sub>3</sub> (10:1) at 350°C is shown in Fig.2.b. The results revealed the orthorhombic structure of Ag<sub>2</sub>Se (JCPDS Card No. 24-1041). As can be seen from the picture, the appearance of the diffraction varies considerably after the ion exchange and pure ZnSe crystals were completely transformed to Ag<sub>2</sub>Se.

For comparison, surface of modified ZnSe crystal was polished and the diffraction peaks of crystal polishing surface have been shown in Fig.2.a. The polished surface is revealed Ag<sub>2</sub>Se. But marked peaks are refer to ZnSe. The ZnSe peaks are increasingly observed on the surface in contrast to the surface area.

It seems from diffraction pattern, the diffraction peaks of the ion exchanged sample are broad than the initial diffraction peaks. And it is related to the dispersion on the surface area after ion exchange process.

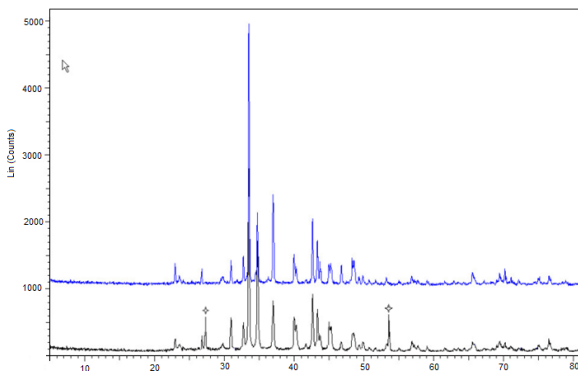


Fig.2. XRD pattern of different layers of ion exchanged ZnSe crystal

It seems from diffraction pattern, the diffraction peaks of the ion exchanged sample are broad than the initial diffraction peaks. And it is related to the dispersion on the surface area after ion exchange process.

### 3.1 Optical microscopy

Optical microscopy is a very useful technique for examine the appearance of surface of sample. To investigate morphology of samples was used optical microscope. Fig.3 (a) shows the surface images of ZnSe crystal and in Fig.3 (b) surface images of sample is given after the ion exchange in melt of KNO<sub>3</sub>: AgNO<sub>3</sub> (10:1).

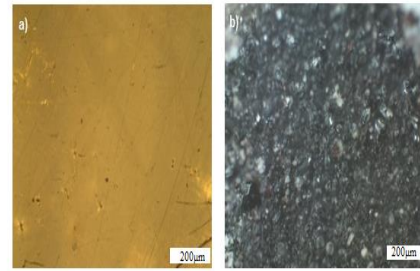


Fig.3. Optical images of a) ZnSe crystal and b) after ion exchange of ZnSe crystal

As shown in the Fig.3 (a), the surface of the ZnSe crystal is smooth and (b) the surface area of ZnSe was modified into ZnSe-Ag<sub>2</sub>S and becomes to granular after ion exchange.

### 3.2 Optical studies

The optical properties of samples were investigated by Ultraviolet-Visible (UV-Vis) spectrophotometer. The optical reflectance spectra of ZnSe crystal and ion exchanged ZnSe are recorded in range of 400-900 nm (Fig.4).

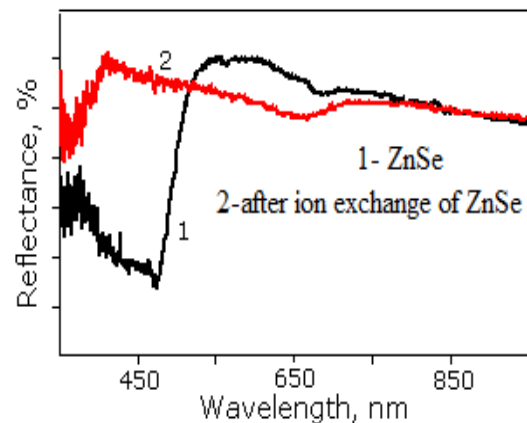


Fig.4. Reflectance spectra of ZnSe and modified ZnSe crystals.

The value of direct band gap of the samples was determined by extrapolating the straight-line portion of  $(\alpha h\nu)^2$  vs.  $h\nu$  graph to the  $h\nu$  axis [13]; as shown in Fig. 5. (a) and (b). The band gap value of pure ZnSe crystal is 2.3eV. After the ion exchange of ZnSe crystal, the value of band gap decreases to

1.1 eV. This is affected the value of band gap due to the removal of zinc atoms from ZnSe crystal of silver atoms in the ion exchange process. This value indicates that, the band gap of sample slide toward band gap zone of Ag<sub>2</sub>Se.

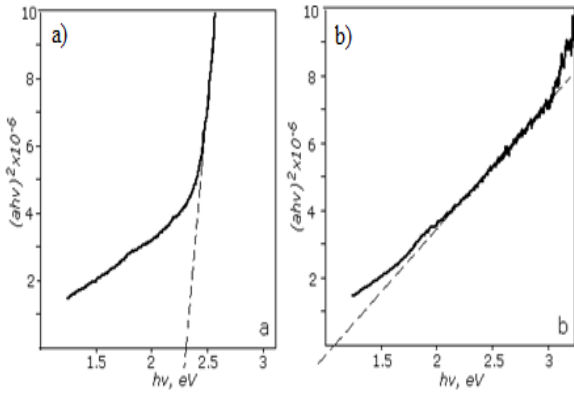


Fig.5. Determination of band gap of crystals: a) ZnSe crystal; b) modified ZnSe crystal

### 3.3 EDAX measurements

EDAX analysis was used for the determination of chemical composition of samples. The EDAX analysis of ZnSe crystal and ion exchanged sample are shown in Fig.6.

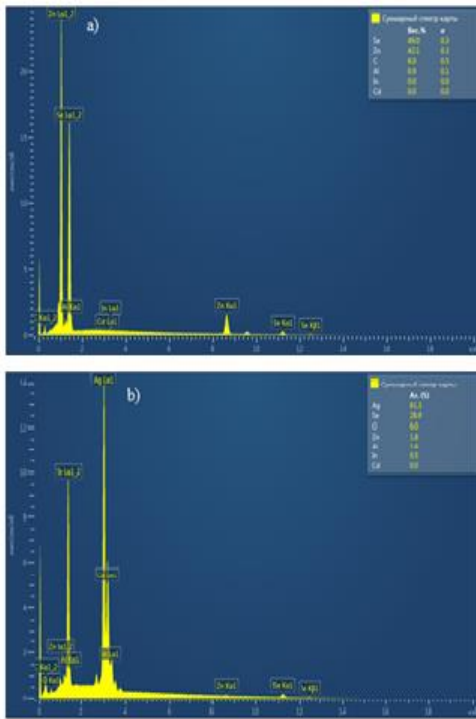


Fig.6. EDAX measurements of a) ZnSe and b) modified ZnSe crystal by silver ions

It is shown that, the results of the initial analysis of the ZnSe sample, atomic ratio of Zn and Se elements are at 48.69 and 51.31 respectively. Apparently, stoichiometry is not expected. This shows that, there are some defects in crystal. The results are shown in Fig.6 (a). The results of after the ion exchange of ZnSe are shown in Fig.6 (b). After the ion exchange, atomic percentage of Zn and Se were 1.8 and 28.9, respectively. After ion exchange of ZnSe with Ag ions, Zn<sup>2+</sup> ions were

replaced by Ag<sup>+</sup> ions. As previously mentioned, based on XRD results, Ag<sub>2</sub>Se compound was formed. Obviously, during the ion exchange process, Zn<sup>2+</sup> ions diffuse from crystalline to the alloy and Ag<sup>+</sup> ions diffuse from the melt to the surface area of crystalline. During this process, they can be interacted with oxygen in the melt and in the air. As a result of this interaction, zinc oxide (ZnO) and silver oxide (Ag<sub>2</sub>O) may arise. In the sample, the atomic percentages of Ag, Se, O and Zn elements are 62.52, 29.47, 6.12 and 1.83, respectively. In the ZnO combination, if we assume that the atom ratio of Zn and O elements are 1: 1, three percent of oxygen is remainder. On the other hand, in the Ag<sub>2</sub>Se combination Ag and Se elements are merged into 2:1 ratio. Here, more than 25 percent of the Ag element is remainder. Hence, it follows from this that, the remaining components of the Ag and O elements combine to form Ag<sub>2</sub>O and Ag nanoparticles.

### 3.4 Morphological studies

The morphological properties of samples were investigated by SEM.

The surface of the ZnSe crystal is rough in certain amount is shown in Fig.7(a). ionic exchanged ZnSe crystal have created a porous surface on the surface of ZnSe crystal. In addition, particles are formed in the formed pores of the crystal. This is due to, the particles on the surface of the crystal are combined with silver atoms and to form Ag<sub>2</sub>Se compound. The formation of both of ZnSe and Ag<sub>2</sub>Se compounds on the surface also confirms the results obtained from the XRD and Element analysis.

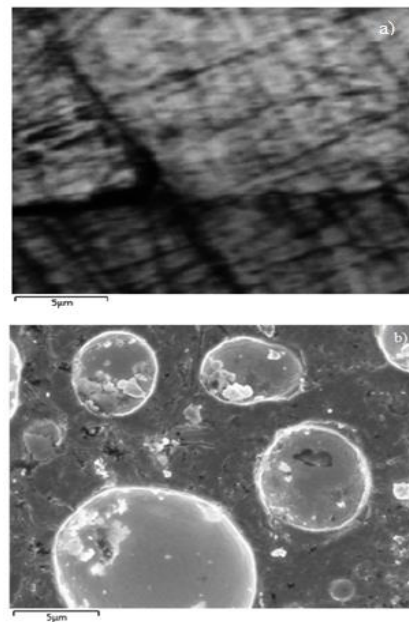


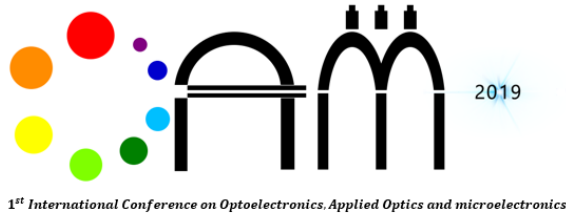
Fig.6.EDAX measurements of a) ZnSe and b) modified ZnSe crystal by silver ions

## Conclusion

In summary, the surface modification of ZnSe crystal was carried out by silver ions. After ion exchange of crystal, on the surface area were formed Ag<sub>2</sub>Se, compound from XRD results. As seen from SEM image, the surface area was modified by the effect of heating with silver ions in the Muffle oven. Porosities were formed on the surface area and ZnSe were transformed to Ag<sub>2</sub>Se. After ion exchange of crystal, the band gap value decreases 1.2eV.

## REFERENCES

- [1]. M. Mozetic, Surface Modification to Improve Properties of Materials. *Materials*, 12(3), 441, (2019).
- [2]. A. A. Chernov, *Growth of Crystals*, 12, (1984).
- [3]. V. A. Fedorov, V. A. Ganshin, Y. N. Korkishko, *Journal of Crystal Growth*, 112(4), 781, (1991).
- [4]. Lawrence, M. *Progress in Physics*, 56(3), 363–429, (1993).
- [5]. M.O. Abdullah, V.C. Yung, M. Anyi,.; A.K.Othman, 35, (2010).
- [6]. *Progress in Materials Science* 83, 472, (2016).
- [7]. M.R.A. Bhuiyan, M.A.H. Miah and J. Begum, *Journal of Bangladesh Academy of Sciences*, 36, (2), 233, (2012).
- [8]. A.L.Natadze, A.I. *Phys Status Solidi B*, 97, 175(b), (1980)
- [9] M Ristova, M Ristov, P.Tosev, M. Mitreski, *Thin Solid Films* 315, 301(b), (1998)
- [10] Q. W Ding, Y. E Miao, T. X Liu, *Acs Appl Mater Inter*, 5, 5617(b), (2013)
- [11] T Zhang, Z.B.Dong, F.Qu, F.Z.Ding, X.Y. Peng, H.Y.Wang, H.W.Gu, *J Hazard Mater*, 279, 597(b), (2014)
- [12] K. V Shalimova, A.F.Botnev, V.A.Dmitriev, N.Z .Kognovitskaya, V.V.Starostin, *Soviet Physics, Crystallography(=Kristallografiya)*, 1969, 14, 531-534.
- [13] N.Yadav, N.Jaggi, *Materials Science in Semiconductor Processing*, 30: 376, (2015).



Aug. 17-19, 2019

# Synthesis of PMMA Nanospheres as the Building Blocks of Artificial Opal Photonic Crystals

Farzaneh Bayat<sup>1\*</sup>, Kazem Jamshidi-Ghaleh<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran, f.bayat@azaruniv.ac.ir*

<sup>2</sup>*Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran, K-jamshidi@azaruniv.ac.ir*

**Abstract-** In this work, suspension polymerization is applied to fabricate monodisperse polymethylmethacrylate (PMMA) nanospheres with different diameters. Then, the artificial opal photonic crystals are fabricated with PMMA nanospheres using the vertical deposition via evaporation induced self-assembly method. Furthermore, the size of the nanospheres and optical properties of opals are investigated. It is shown that the concentration of the polymerization initiator plays a key role in specifying the size of the polymer nanospheres and consequently the optical properties of the opal photonic crystals.

**Keywords:** PMMA nanospheres, artificial opals, photonic crystal.



## 1. Introduction

Photonic crystals (PCs) are periodic structures made of two or more materials with different refractive indexes [1] that have been studied extensively since Rayleigh investigated them in 1887 [2]. PCs are designed to control and manipulate the propagation of light. As a result of the destructive interferences among the waves scattered by the interfaces of the layers in the forward direction, light with a special range of frequencies are forbidden to pass the structure that is called photonic band gaps (PBGs). This property of photonic crystals made a wide range of applications for them such as optical filters [3].

Artificial opal photonic crystals are a kind of 3D photonic crystals that are made of polymer or silica spheres using self-assembly methods that are low cost methods for the formation of photonic crystals [4].

Also, variety of synthesis methods of opals building blocks, silica and polymer spheres, are widely studied [5, 6].

In this work, suspension polymerization is used to synthesize the monodisperse PMMA nanospheres in different sizes and then the vertical deposition method, which is one of the frequently-used self-assembly methods, is applied to grow artificial opals. Then, optical properties of the fabricated opals are studied using the absorption spectra, optical microscopy and SEM images.

## 2. Materials and method

Methyl methacrylate (MMA, Merck), Potassium persulfate (KPS, Merck), H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> (Merck, 95–98%) and H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (Merck, 35%) are used as received without further purification. Also, Deionized water (DI) is used throughout this work.

### 2.1 Synthesis of PMMA Nanospheres via suspension polymerization

In order to fabricate PMMA nanospheres using suspension polymerization, a tri-neck 250 ml round-bottom flask equipped with nitrogen inlet and outlet tubes and a water-cooled condenser is used. To control the temperature of the flask, a water bath on a heater stirrer is used. The size of the spheres produced by this method depends on the temperature, stir rate and concentration of MMA and KPS.

In this work, all the conditions are kept constant except the concentration of KPS that is the polymerization initiator. First of all, 80 ml of DI water is added to the flask with a magnetic stir bar inside. Then, it is stirred under the nitrogen flow for some

minutes to deoxygenate completely. The stirring rate is 5000 rpm. The temperature of the flask is set to be fixed at 60°C. Next, 15 ml of MMA is added to the flask. Stirring under the nitrogen flow is continued for around 5 minutes. Then, if all the conditions are fixed, 1 wt% or 4 wt% of KPS (based on MMA) that is dissolved in 20 ml of DI water is added to the flask quickly. The reaction continues for 40 minutes in a same condition. Milky white colloidal suspension is observed at the end. The fabricated polymer is filtered first using paper filter and then using 0.45 μm syringe filter. Afterward, the solution is poured in falcon tubes and the polymer is separated from the water and monomers that are remaining in the solution by centrifugation at the speed of 5000 rpm for 15 minutes for several times. Each time, DI water is added to the polymer solution before centrifugation. The successful products can be recognized by the colourful appearance of the polymers in falcon tubes that is shown in fig. 1 (a). The next step is leaving the falcon tubes at room temperature open lid for several days for being completely dried. The final product is shown in fig. 1 (b).

Having prepared the building blocks of artificial opals, the vertical deposition method is applied to grow

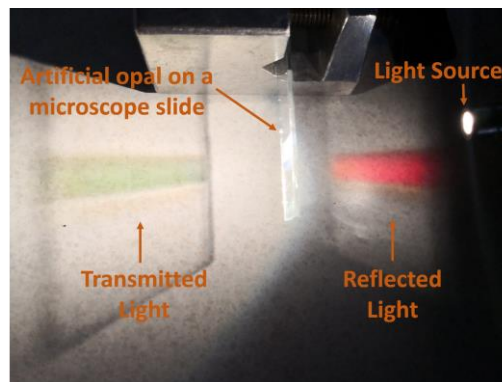


Figure 2. The transmission and reflection of a white light from the fabricated artificial opal.

opals on the microscope slide. To do that, first, 5 wt% of PMMA nanospheres solution are prepared in DI water. Sonication for at least half an hour is necessary to disperse the PMMA nanospheres in DI water. The final concentration of 0.15 wt% of PMMA solution is needed for vertical deposition that is prepared from 5 wt% solution.

The microscope slides should be washed with water and soap and then rinsed with DI water. Next, they are dried by nitrogen gas. In order to have a good growth of the opals on the slides, they should be



hydrophilized. In this work, hydrophilizing is done by immersing substrates in piranha solution (H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>: H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>= 3:1) at 100 °C for 1 hour in a water bath. After hydrophilizing, the slides are rinsed with DI water again and then dried by nitrogen gas. At that time, the clean slides are put in the 0.15 wt% PMMA solution in

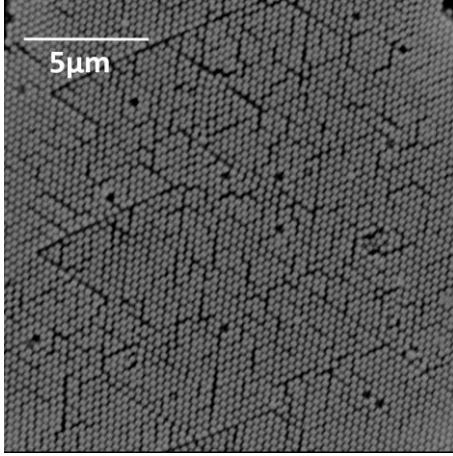


Figure 3. The SEM image of the prepared artificial opals with PMMA nanospheres building blocks

a 10 ml bottle. The evaporation process is done in an oven at 45°C for 48 h. The PMMA nanospheres are organized in an FCC lattice on the microscope slide.

### 3. Results and Discussion

Figure 2 shows the transmission and reflection of a white light from the fabricated opal. As it is clear in this figure, the transmission and reflection spectrum can be recognized by their colour.

The proposed optical properties of the prepared opals are due to the monodispersity of their building blocks that help them to be organized in an FCC lattice. The evidence of this monodispersity is the SEM image of the fabricated opal in fig. 3. As it is clearly seen in this figure, all the PMMA nanospheres have almost the same sizes.

Optical microscope images of the prepared opals and also the SEM images of them in larger scale in comparison with fig. 3 are displayed in fig. 4 (a) and (b), respectively. Surface cracks can be seen in these images that are formed during the drying process and they are the intrinsic defects of artificial opals.

Beside SEM imaging, the absorption spectrum of the opals can reveal the size of the PMMA nanospheres. As it is displayed in fig. 5, the absorption spectrum of an opal has pseudo bandgap or incomplete PBG that is sometimes referred to as a stop-band. The peak wavelength of the absorption spectrum is dependent

on the size of the nanospheres due to the modified Bragg equation as follows [4]:

$$\lambda_p = 1.633D_s \left[ n_s^2 f + n_v^2 (1-f) \right]^{1/2} \quad (1)$$

Where  $\lambda_p$  and  $D_s$  are the peak wavelength and spheres diameter in a close packed lattice, respectively.  $n_s$  is the refractive index of the spheres (1.49 for PMMA) and  $n_v$  is the refractive index of the void spaces that is air in this work? Also,  $f$  is the filling fraction for a close packed structure that is 0.76 for the proposed structure in this work.

As it is seen in fig. 5, the peak wavelength in absorption spectra of Sample 1 and Sample 2 prepared by 4wt% and 1wt% of KPS (based on MMA), which is the polymerization initiator, are 687 nm and 820 nm, respectively. Applying the eq. 1, the diameter of synthesized PMMA nanospheres can be calculated. Therefore, the diameter of Sample 1 and Sample 2 are 303 nm and 361 nm, respectively. So, it can be concluded that by decreasing the concentration of the initiator (KPS), the diameter of the polymer spheres increases. Tunability of the size of the nanospheres can be really crucial in the different applications of the opal photonic crystals.

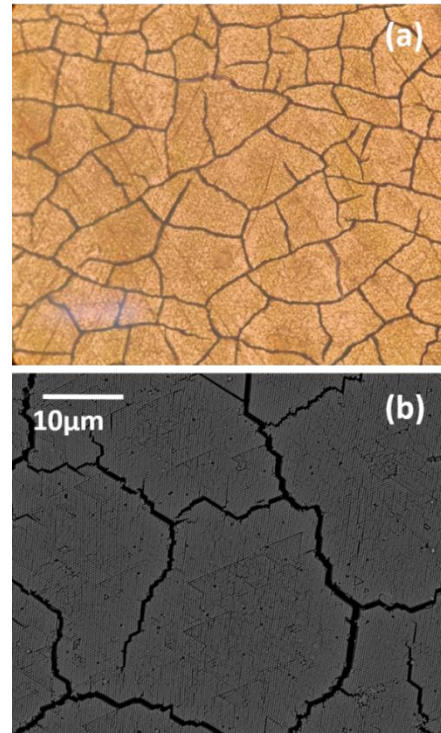


Figure 4. (a) The optical microscope image (with the magnification of 400×) and (b) SEM image of the prepared artificial opal.

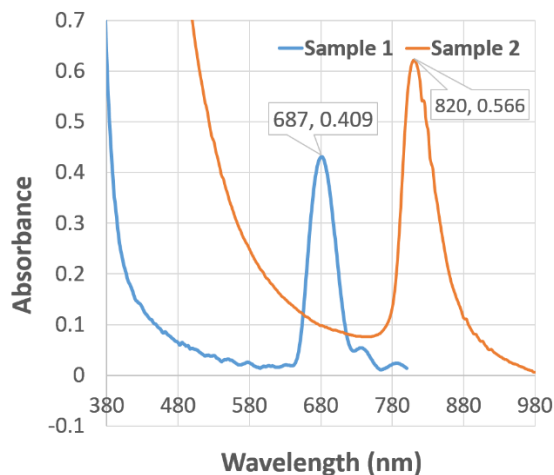


Figure 5. The absorption spectrum of the sample 1 and sample 2 prepared by 4wt% and 1 wt% of KPS

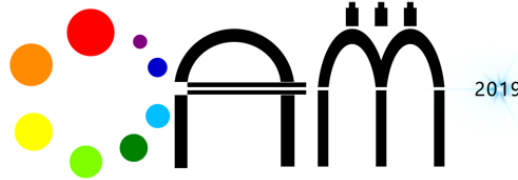
#### 4. Conclusion

In this work, suspension polymerization was applied to synthesize PMMA nanospheres as the building blocks of the artificial opal photonic crystals. Different factors, such as the reaction temperature, stirring rate and the concentration of the monomer (MMA) and the initiator (KPS) play an important role in the size of the produced nanospheres. Here, all the conditions were kept constant except the concentration of the KPS and the reaction was done for two different concentrations of 1 wt% and 4 wt% (based on MMA). Then, the vertical deposition method, which is one of the frequently used self-assembly methods, was used to grow opals on the microscope slides under the controlled conditions (in an oven at 45°C for 48h). The optical microscopy and SEM images of the prepared samples revealed that highly organized opals were fabricated. Also, the absorption spectra of the opals were used to calculate the size of the synthesized PMMA nanospheres using modified Bragg equation. It is concluded that PMMA nanospheres with the diameter of 303 and 361 are fabricated as a result of changing the KPS concentration.

Opal photonic crystals have wide range of applications. One of the most important ones is using them as a template to fabricate inverse opals that are well-organized porous structures with a variety of sensing applications. So, being able to tune the size of the nanospheres and consequently fabricate opal photonic crystals with different optical properties is extremely promising.

#### REFERENCES

- [1] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics Letters*, vol. 21, no. 19, p. 1547, Oct. 1996.
- [2] J. W. Strutt, "On Waves propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid," *Scientific Papers*, pp. 441–447.
- [3] S. Robinson and R. Nakkeer, "Photonic Crystal Ring Resonator Based Optical Filters," *Advances in Photonic Crystals*, Feb. 2013.
- [4] E. Armstrong and C. O'Dwyer, "Artificial opal photonic crystals and inverse opal structures – fundamentals and applications from optics to energy storage," *Journal of Materials Chemistry C*, vol. 3, no. 24, pp. 6109–6143, 2015.
- [5] I. Badr, H. Lahmar, C. Kaewsaneha, S. Saidi-Besbes, and A. Elaissari, "Preparation and Characterization of Poly (methyl methacrylate) Particles by Combined Dispersion and Emulsion Polymerization," *Macromolecular Research*, vol. 26, no. 9, pp. 819–824, May 2018.
- [6] R. A. A. Tahrin, N. S. Azma, S. Kassim, and N. A. Harun, "Preparation and properties of PMMA nanoparticles as 3 dimensional photonic crystals and its thin film via surfactant-free emulsion polymerization," 2017.



1<sup>st</sup> International Conference on Optoelectronics, Applied Optics and microelectronics

Aug. 17-19, 2019

# Temperature Dependent Barrier Height, Ideality Factor, Series Resistance of the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) Diodes Using Cheung's Functions in Temperature Range of 200-320 K

Elif Maril<sup>1\*</sup>, Mehmet Kosal<sup>2</sup>, Şemsettin Altındal<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department of Property Protection and Security, Yenice Vocational School, Karabük University, Karabük, Turkey

<sup>2</sup>Department of Physic, Faculty of Arts and Sciences, Harran University, Şanlıurfa, Turkey

<sup>3</sup>Department of Physics, Faculty of Sciences, Gazi University, Ankara, Turkey

**Abstract-** In this study, the main electrical parameters such as barrier height (BH), ideality factor (n), series resistance ( $R_s$ ) of the fabricated Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) diodes have been investigated as function of temperature. For this purpose, Cheung's plots were drawn from the downward concave curvature region in the forward bias semi-logarithmic current-voltage (I-V) plots originated from  $R_s$  in temperature range of 200-320 K. It is well known that these electrical parameters may be depended of calculation method as well as bias voltage. Since the LnI-V plot has linear only at narrow bias voltage, the reliability and accuracy of the results may be discussed. Therefore, firstly the value of  $R_s$  and n were obtained from the slope and intercept of the first-Cheung function (dV/dL(I)-I plot), respectively. Secondly, the value of  $R_s$  and BH were obtained from the slope and intercept of second-Cheung function (H(I)-I plot), respectively. All these parameters were found a function of temperature. While the BH increase with increasing temperature as exponentially,  $R_s$  and n decrease. The obtained higher value of n and this positive temperature coefficient of BH were attributed to the existence of barrier in-homogeneities or pinch-off /patches at around mean BH, interface traps at Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si interface.

**Keywords:** Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) type diodes; The origin of series resistance and ideality factor; Temperature dependent electrical parameters.

## 1. Introduction

In recent years, many researchers were interested in metal-semiconductor (MS) structures with high-dielectric interfacial layer such as Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, TiO<sub>2</sub>, SrTiO<sub>3</sub>, Bi<sub>3</sub>Ti<sub>4</sub>O<sub>12</sub>, metal/graphene doped some polymers by considering their importance in optic, optoelectronic and electric devices [1-5]. In this respect, the choice interface layer at M/S interface was gained a great importance. Therefore, studies focus on improvement of these devices performance by means of growing interfacial layer because of it plays a key role in the main electrical parameters of the MS type Schottky barrier diodes (SBDs); such as the origin of series resistance (R<sub>s</sub>), surface states (N<sub>ss</sub>), the nature of barrier height (BH) at M/S interface, and conduction mechanisms (CMs), but it is not fully understood yet [6-11]. However, the thickness and homogeneity of the interfacial layer, N<sub>ss</sub>, R<sub>s</sub>, inhomogeneity of the BH, and ununiformed doped semiconductor can also bring the SBDs to the non-ideal case.

Usually, the LnI-V plot at forward biases shows a good linear behavior at intermediate voltages (V ≥ 3kT/q), but it becomes deviation from the linearity at higher forward biases (≥ 0.6-1V) especially due to the R<sub>s</sub> and interfacial layer because of applied bias voltage will be shared by R<sub>s</sub>, interfacial layer and diode (V = V<sub>d</sub> + V<sub>i</sub> + V<sub>Rs</sub>).

In general, R<sub>s</sub> may be routed the rectifier and ohmic back contacts, the existence of an interfacial layer at M/S interface, the resistance of the bulk semiconductor, an extremely non-uniform doping concentration of donor/acceptor atoms in the semiconductor and the particular density distribution of N<sub>ss</sub> at M/S interface [11-13]. On the other hand, N<sub>ss</sub> may be routed from the interruption of the periodic lattice of semiconductor crystal, oxide or trapped charges, mobile ionic charges and interface trapped charges [14-16]. Sample temperature is also more effective on the electrical characteristics and conduction mechanism. Especially at low temperatures, thermionic-field emission (TFE) and field emission (FE) may be effective an additionally to thermionic emission (TE). The main aim of this study is to investigate the current conduction mechanism, the nature of BH, and obtained the main electrical parameters of the fabricated Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) diode as function temperature by using Cheung's function. For this aim, both the forward and reverse bias I-V characteristics have been carried out in wide range of temperature (200-320 K).

## 2. Experimental Results

The Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) type structures/diodes were grown on the B-doped (p-Si) wafer with (100) float zone, 300 μm thickness, 5.08 cm radius, and 1.4 × 10<sup>16</sup> cm<sup>-3</sup> doping concentration (N<sub>A</sub>). Firstly, p-Si wafer was cleaned in the ultrasonic bath in the H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> and H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, 20% HF, a solution of 6 HNO<sub>3</sub>: 1 HF: 35 H<sub>2</sub>O, 20% HF and then it was also rinsed in high-pure deionized water with for 5min and then it was dried by dry nitrogen (N<sub>2</sub>) gas. Immediately, pure Al (99.999%) with 1200 Å was evaporated on the whole back of the wafer at 10<sup>-6</sup> Torr and was annealed at 450 °C in N<sub>2</sub> ambient to get low resistivity ohmic contact. After ohmic contact, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> was grown on the wafer by ALD technique and then high-pure Al dots with 1200 Å and 7.85 × 10<sup>-3</sup> cm<sup>2</sup> area was evaporated on the Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> layer. Current-voltage-temperature (I-V-T) measurements were performed using Keithley 2400 I-V source-meter.

## 3. Results and Discussions

Fig. 1 shows the forward bias LnI-V plots of the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) diode in the temperature range of 200-320 K and these plots show a linear behavior in the intermediate forward bias region, but deviates from the linearity due to the R<sub>s</sub> and interfacial layer [16-17]. When MS or MIS type SBDs have an interfacial layer, R<sub>s</sub>, and the value of n higher than unity, the forward bias I-V characteristics in terms of TE theory can be expressed as [12-14]:

$$I = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q}{kT} \Phi_{Bo}\right) \left[ \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \\ = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

Here, the quantities of I<sub>0</sub>, V<sub>D</sub> (=V - IR<sub>s</sub>), n, and T are the saturation current, voltage drop across the diode, ideality factor and temperature in Kelvin, respectively. Thus, the values of I<sub>0</sub> and n can obtain from the intercept and slope of Ln(I)-V plot for each temperature, respectively.

$$\text{Ln}(I) = \text{Ln}(I_0) + (q/nkT)V \quad (2)$$

The value of n is a measure of conformity of the diode to pure TE theory. Thus, both the value of n and zero-bias BH (Φ<sub>BO</sub>) can be calculated through the relations:

$$n = \frac{q}{kT} \left( \frac{dV}{d(\text{Ln } I)} \right) \quad (3)$$

$$\Phi_{Bo} = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{AA^*T^2}{I_o} \right] \quad (4)$$

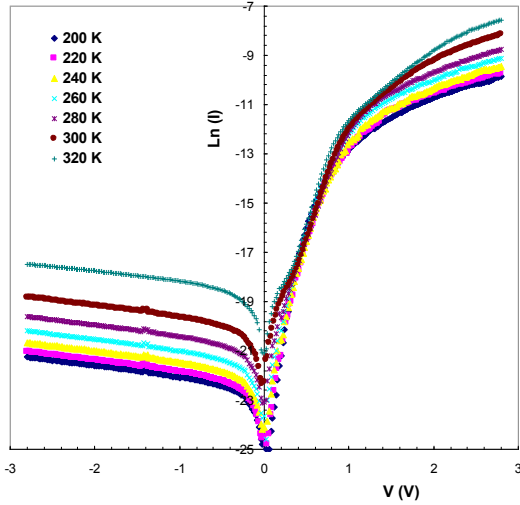


Fig 1. The semi-logarithmic I-V-T plots of the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) diode.

As can be seen in Fig.1, the forward bias lnI-V plots have not a distinct linear region in the wide range of voltage and hence the reliability and accuracy of the evaluation of the main electrical parameters from these narrow linear regions become discussed. In this case, Norde method [18] and Cheung's function can be used an alternative to standard TE theory and compared. In this study, the main diode parameters (n, R<sub>s</sub> and Φ<sub>B</sub>) were obtained as function of temperature by using the Cheung's functions from the part of concave curvature of the lnI-V plot as the following:

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = n \left( \frac{kT}{q} \right) + R_s I \quad (5)$$

$$H(I) = V - n \left( \frac{kT}{q} \right) \ln \left( \frac{I}{AA^*T^2} \right) = n\Phi_B + R_s I \quad (6)$$

Where Φ<sub>B</sub> is the barrier height (BH) obtained from data of downward curvature region in the forward bias I-V characteristics. Fig. 2(a,b,c) shows the experimental dV/dln(I)-I and H(I)-I plots of the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) diode for 200, 240 and 320 K, respectively. It is clear that both dV/dln(I)-I and H(I)-I plot show a good linear region in the wide range of current. Thus, firstly, the values of n and R<sub>s</sub> were obtained from the intercept and slope of the dV/dln(I)-I plot by fitting Eq. 6 as 7.246 and 13.67 kΩ at 200 K and 2.253 and 15.94 kΩ at 320 K, respectively. Secondly, by the using these values of ideality factor in

Eq.6, the slope and intercept of the H(I)-I plot is also providing a second determination of R<sub>s</sub> and Φ<sub>B</sub> as 15.62 kΩ, 0.498 eV at 200 K and 21.62 kΩ, 0.958 eV at 320 K, respectively. The obtained experimental values of n, R<sub>s</sub> and Φ<sub>B</sub> are tabulated in Table 1.

As can be seen in Table 1, and Fig.3, while the value of n decrease with increasing temperature, the value of Φ<sub>B</sub> increase as almost exponentially. On the other hand, the observed discrepancies in R<sub>s</sub> can be attributed the voltage dependent of them and freezing-out of the electrons at low temperature.

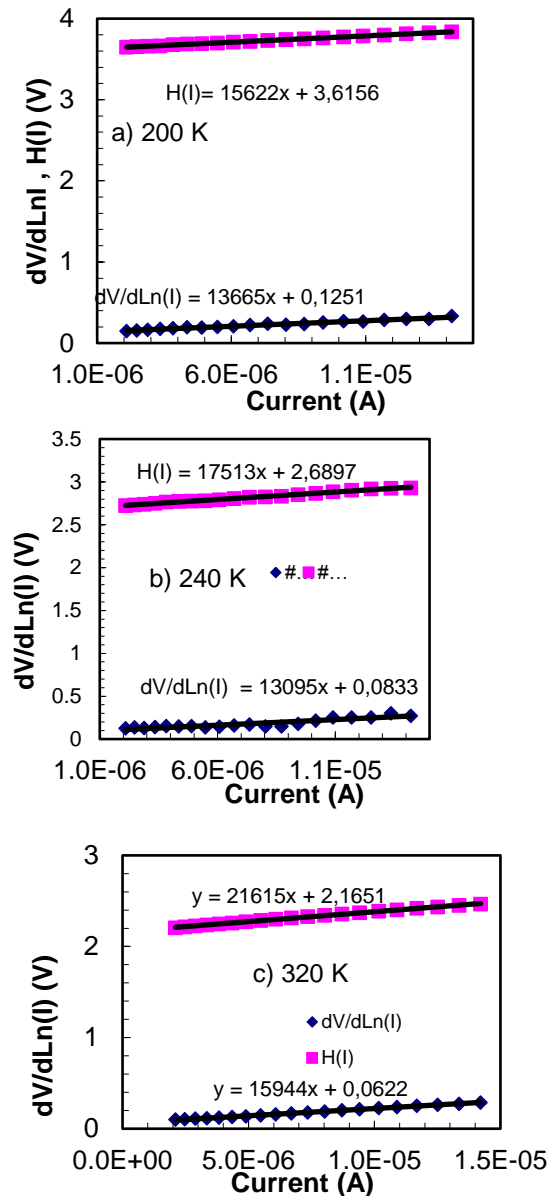


Fig. 2. The dV/dLn(I) and H(I) versus I plots for 200, 240 and 320 K, respectively.

Table 1. The obtained experimental values of n, R<sub>s</sub> and Φ<sub>B</sub> from Cheung's function.



T (K)	dV/dLn(I) - I		H(I)-I	
	n	R <sub>s</sub> (k ) (dV/dLnI-I)	Φ <sub>B0</sub> (eV)	R <sub>s</sub> (k ) (H(I)-I)
200	7.246	13.67		15.62
220	6.034	10.34		14.57
240	4.024	13.10		17.46
260	3.835	11.93		17.10
280	3.354	8.14		14.68
300	2.249	11.96		19.95
320	2.253	15.944		21.615

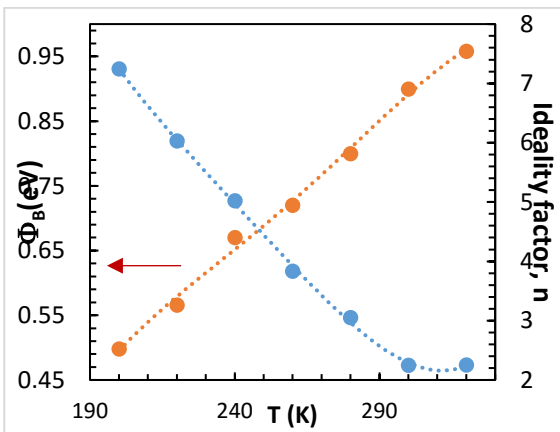


Fig 3. The changes in the  $\Phi_{B0}$  and  $n$  with temperature obtained from Cheung's function.

The increases of  $\Phi_B$  with increasing temperature is disagreement with the negative temperature coefficient of forbidden bandgap ( $E_g$ ) of the Si and BH for ideal diodes. Additionally, the higher values of  $n$  especially at low temperatures can be attributed to the existence of interlayer, surface states and barrier inhomogeneities [19-22].

#### 4. Conclusion

In this study, Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) structures were fabricated on the n-Si wafer. The main electrical parameters of them were obtained from the forward bias I-V characteristics between 200 K and 320 K by 20 K steps. The semi-logarithmic forward bias I-V plots have not a distinct linear region for each temperature.

Therefore, the main electrical parameters such  $n$ ,  $R_s$  and  $\Phi_{B0}$  were obtained by using Cheung's function. All these parameters were found a strong function of temperature especially at low temperatures. Both dV/dln(I)-I and H(I)-I plot show a good linear region in the wide range of current. The values of  $n$  and  $R_s$  were obtained from the intercept and slope of the dV/dln(I)-I plot by fitting and then the value of  $R_s$  and  $\Phi_{B0}$  were found from the slope and intercept of the H(I)-I plot for each temperature. While the value of  $\Phi_{B0}$  increase with increasing temperature,  $n$  decreases and such behavior of them was attributed the existence of many lower values of barriers or patches at around mean BH, surface states, and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> interfacial layer. In conclusion, the main electrical parameters of the fabricated MS or MIS type structure can successfully obtain from the Cheung's functions instead of standard TE theory when LnI-V plots have not enough linear range.

#### REFERENCES

- [1] S. Alialy, Ş. Altındal, E. E. Tannkulu, D. E. Yıldız, Analysis of temperature dependent current-conduction mechanisms in Au/TiO<sub>2</sub>/n-4H-SiC (metal/insulator/semiconductor) type Schottky barrier diodes, J. Appl. Phys. **116**, 083709 (2014).
- [2] Ç. Ş. Güçlü, A. F. Özdemir, Ş. Altındal, Double exponential I-V characteristics and double Gaussian distribution of barrier heights in (Au/Ti)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/n-GaAs (MIS)-type Schottky barrier diodes in wide temperature range, Appl. Phys. A **122**, 1032 (2016).
- [3] S. A. Yerişkin, M. Balbaş, S. Demirezen, Temperature and voltage dependence of barrier height and ideality factor in Au/0.07 graphene-doped PVA/n-Si structures, Indian J Phys **91**:421–30 (2017).
- [4] W. Wan, A. D. Bannerman, L. Yang, H. Mak, Poly (Vinyl Alcohol) Cryogels for Biomedical Applications, 283–321(2014).
- [5] V. R. Reddy, Electrical properties of Au/polyvinylidene fluoride/n-InP Schottky diode with polymer interlayer, Thin Solid Films **2014**;556:300–6. doi:10.1016/j.tsf.2014.01.036.
- [6] S. A. Yerişkin, M. Balbaş, İ. Orak, The effects of (graphene doped-PVA) interlayer on the determinative electrical parameters of the Au/n-Si (MS) structures at room temperature, J Mater Sci Mater Electron, **28**:14040–8 (2017).
- [7] Card HC, Rhoderick EH. Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes. J

Phys D Appl Phys 1971;4:319. doi:10.1088/0022-3727/4/10/319.

[8] Demirezen S, Altındal Ş, Uslu İ. Two diodes model and illumination effect on the forward and reverse bias I–V and C–V characteristics of Au/PVA (Bi-doped)/n-Si photodiode at room temperature. *Curr Appl Phys* 2013;13:53–9. doi:10.1016/j.cap.2012.06.009.

[9] M. Sharma, S. K. Tripathi, Analysis of interface states and series resistance for Al/PVA:n-CdS nanocomposite metal–semiconductor and metal–insulator–semiconductor diode structures, *Appl Phys A* 113 491 (2013).

[10] S. Alialy, A. Kaya, E. Marıl, Ş. Altındal, İ. Uslu, Electronic transport of Au/(Ca<sub>1.9</sub>Pr<sub>0.1</sub>Co<sub>4</sub>O<sub>x</sub>)/n-Si structures analysed over a wide temperature range, *Philosophical Magazine*, 95 (13) 1448-1461 (2015)

[11] C. Tozlu, A. Mutlu, Poly(melamine-co-formaldehyde) methylated effect on the interface states of metal/polymer/p-Si Schottky barrier diode, *Synth Met* 211 99–106 (2016).

[12] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1981.

[13] B. L. Sharma, *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*, Plenum Press, New York and London, 1984.

[14] E. H. Rhoderick, *Metal-Semiconductor Contacts*, Clarendon Press, Oxford, 1978.

[15] E. H. Nicollian and J. R. Brews, *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*. New York, USA: Wiley, 1982, pp. 117–129.

[16] E. Özavcı, S. Demirezen, U. Aydemir, Ş. Altındal, A detailed study on current–voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range, *Sens. Actuators A*, 194, 259-268 (2013).

[17] İ. Taşçıoğlu, S. O. Tan, F. Yakuphanoğlu, Ş. Altındal, Effectuality of barrier height inhomogeneity on the current-voltage-temperature characteristics of metal-semiconductor structures with CdZnO interlayer, *J. Electron. Mater.* 47, 6059-6066 (2018).

[18] S. K. Cheung, N.W. Cheung, Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics, *Appl. Phys. Lett.*, 49 (1986) 85

[19] R. T. Tung, J. P. Sullivan, F. Schrey, On the inhomogeneity of Schottky barriers, *Mater. Sci. Eng. B*. 14, 266-280 (1992).

[20] R. F. Schmitsdorf, T. U. Kampen, W. Mönch, Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si (111) Schottky diodes, *Surf. Sci.* 324, 249-256 (1995).

[21] E. Marıl, Ş. Altındal, A. Kaya, S. Koçyiğit, İ. Uslu, On Double Exponential Forward Bias Current-Voltage (I-V) Characteristics of Au/Ca<sub>3</sub>Co<sub>4</sub>Ga<sub>0.001</sub>O<sub>x</sub>/n-Si/Au (MS) Type Structures in Temperature Range of 80-340 K, *Philosophical Magazine*, 95 10 1049-1068 (2015).

[22] E. Marıl, S. O. Tan, Ş. Altındal, İ. Uslu, Evaluation of Electric and Dielectric Properties of Metal–Semiconductor Structures With 2% GC-Doped-(Ca<sub>3</sub>Co<sub>4</sub>Ga<sub>0.001</sub>O<sub>x</sub>) Interlayer. *IEEE Trans. on Elect Devices*. 65 9 3901(2018).



Aug. 17-19, 2019

# Temperature Dependent Current-Transport Mechanisms (CTMs) in the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) Diodes (SDs) Using Current-Voltage-Temperature (I-V-T) Characteristics in the Temperature Range of 200-320 K

Mehmet Kosal<sup>1\*</sup>, Elif Marı<sup>2</sup>, Şemsettin Altındal<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department of Physic, Faculty of Arts and Sciences, Harran University, Şanlıurfa-, Turkey

<sup>2</sup>Department of Property Protection and Security, Yenice Vocational School, Karabük University, Karabük, Turkey

<sup>3</sup>Department of Physics, Faculty of Sciences, Gazi University, Ankara, Turkey

**Abstract-** The reverse bias saturation-current ( $I_0$ ), ideality factor ( $n$ ), zero-bias barrier height ( $BH:\Phi_{B0}$ ), rectifying ratio (RR), series ( $R_s$ ) and shunt ( $R_{sh}$ ) resistances of the fabricated Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) diodes have been investigated function of temperature. These values were extracted from the forward-reverse bias current-voltage (I-V) characteristics in wide range of temperature (200-320 K) and voltage ( $\pm 3V$ ). The values of  $R_s$  and  $R_{sh}$  were obtained from the Ohm's Law as a simple method. On the other hand, the  $I_0$ ,  $n$ ,  $\Phi_{B0}$ ,  $n\cdot\Phi_{B0}$ ,  $R_s$ , and  $R_{sh}$  values were found as 2.34 pA, 2.366, 0.41 eV, 0.969 eV, 54.64 k  $\Omega$ , 4.69 G  $\Omega$  at 200 K and 1.166 nA, 1.786, 0.510 eV, 0.911 eV, 4.78 k  $\Omega$ , 0.11 G  $\Omega$  at 320 K, respectively. It is clear that all these parameters are strong function temperature. While the value of  $\Phi_{B0}$  increase with increasing temperature, the modified value of ( $n\cdot\Phi_{B0}$ ) by introduced the value of  $n$  in the reverse bias expression ( $I_0=AA^*T^2\exp(-q\Phi_{B0}/nkT)$ ) decrease as like forbidden band gap with  $-4.927\times 10^{-4}$  eV/K temperature coefficient. This negative temperature coefficient of BH is very close to the temperature dependent band gap of Si ( $-4.73\times 10^{-4}$  eV/K). The higher value of  $n$  at low temperature was attributed barrier inhomogeneity and interfacial sapphire layer.

**Keywords:** Metal-insulator-semiconductor (MIS) type Schottky diodes; Current-transport-mechanisms; Temperature dependent

## 1. Introduction

Current-transport/conduction mechanisms (CTMs/CCMs) in the metal-semiconductor (MS) diodes/structures with and without an interfacial insulator or polymer are dependent on various factors such as the thickness and homogeneity of interlayer, surface states ( $N_{ss}$ ) located at M/S interface, inhomogeneity of barrier height (BH), series resistance ( $R_s$ ) and shunt resistance ( $R_{sh}$ ) of diode, sample temperature and voltage [1-5]. Among them, temperature, barrier inhomogeneity,  $R_s$ ,  $R_{sh}$ , and native or deposited an interlayer are more influenced optic, electric and dielectric properties of these structures. It is believed that the used a high-dielectric material as interfacial layer may be reduced the leakage current,  $N_{ss}$  and increase of RR,  $R_{sh}$  and BH, respectively.

In the MS and MIS type diodes and solar cells, various CTMs may dominate the others at a certain temperature and at voltage regions, such as thermionic emission (TE), generation-recombination (GR), thermionic-field emission (TFE) and field emission (FE). Additionally, a simultaneous contribution from two or more mechanisms could also be possible [6-11]. Among them TFE and FE are important at low temperatures and high doping concentration atoms. Therefore, the investigation of CTMs in the wide range of temperature and voltage is more important to get more information on the possible conduction mechanisms and nature of barrier height between metal and semiconductor.

The main aim of this study is to fabricate Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) structures and investigate I-V-T characteristics in wide range of temperature (200-320 K) for better interpretation of the possible CTMs in them. Experimental results confirmed that the value of  $\Phi_{Bo}$  increase with increasing temperature, whereas  $n$  decreases. Such behavior of them was explained with barrier inhomogeneity rather than tunneling mechanisms (TFE and FE).

## 2. Experimental Procedure

In this study, Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) diodes were grown on the Boron-doped (p-Si) wafer with (100) surface orientation 300  $\mu$ m thickness, 5.08 cm radius, and  $1.39 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  doping concentration ( $N_A$ ). Firstly, p-Si wafer was etched in a sequence of H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> and H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, 20% HF, a solution of 6 HNO<sub>3</sub>: 1 HF: 35 H<sub>2</sub>O, 20% HF and then it was also rinsed in deionized water with 18 M cm for 5min to remove organic impurities surface and then it was dried by high-pure dry

nitrogen (N<sub>2</sub>) gas. Secondly, high purity Al (99.999%) layer with 120 nm was thermally evaporated on the whole back of the p-Si wafer at 10<sup>-6</sup> Torr and then it was annealed at 450 °C in nitrogen ambient to perform a good ohmic contact. Thirdly, a layer of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> was grown on the p-Si wafer by ALD technique. Finally, high purity Al (99.999%) dots with 120 nm thicknesses and 1 mm diameter was thermally evaporated on the Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> layer. The forward and reverse bias current-voltage (I-V) measurements were performed by using a Keithley 2400 current voltage source-meter in the temperature range of 200-320 K.

## 3. Results and Discussions

The forward and reverse bias semi-logarithmic I-V plots of the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) structures were given in Fig. 1 for various temperatures (200-320 K). As can be seen in Fig. 1, LnI-V plots show a good rectifier behavior for each temperature, but RR decreases with increasing temperature. In addition, the value of current in the forward bias region increases with increasing voltage almost as linearly, but it deviated from the linearity because of  $R_s$  and interfacial Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> layer effect. According to TE theory, the relation between I and V ( $\geq 3kT/q$ ) can be expressed as given by [1-3].

$$I = I_o \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

In Eq.1;  $I_o$ ,  $q$ ,  $V$ ,  $k$  and  $T$  quantities are well-known diode parameters given elsewhere [1-3]. The values of reverse-saturation current ( $I_o$ ) and  $n$  can be extracted from the intercept point and slope of the linear part LnI-V plot for each temperature as follow.

$$I_o = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bo}}{kT}\right) \quad (2)$$

$$n = \frac{q}{kT} \left( \frac{dV}{d(\ln I)} \right) \quad (3)$$

Here;  $A$  is the diode area and  $A^*$  is the effective Richardson constant, which is 32 A cm<sup>-2</sup> K<sup>-2</sup> for p-Si. Thus, the value  $\Phi_{Bo}$  can be calculated from Eq (2) by using obtained value of  $I_o$  and diode area [2-5]:

$$\Phi_{Bo} = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{AA^*T^2}{I_o} \right] \quad (4)$$

The voltage dependent profile of resistance ( $R_f$ ) can be extracted from the I-V data by using Ohm's

Law as a simple method. At enough high forward biases, the value of  $R_i$  is corresponding to the real value of  $R_s$ , but at enough revers biases it is corresponding to the real value of  $R_{sh}$  for each temperature. Therefore, the values of  $R_s$  and  $R_{sh}$  were calculated at  $\pm 3$  V by using Ohm's Law. The value of RR ( $=I_F/I_R$  at  $\pm 3V$ ) were also calculated and it decreases with increasing temperature. The decrease of RR with increasing temperature is the result of decreasing of bandgap and gained thermal energy by electrons. The obtained experimental values of  $I_0$ ,  $n$ ,  $\phi_{Bo}$ ,  $R_s$ ,  $R_{sh}$  and RR are tabulated in Table 1, respectively.

320	$1.17 \times 10^{-9}$	1.78	6	0.510	0.911	4.78	0.11	$2.33 \times 10^4$
-----	-----------------------	------	---	-------	-------	------	------	--------------------

As seen in the table 1 and Fig 2, the value  $\phi_{Bo}$  increases with increasing temperature almost as exponentially, but  $n$  decreases almost an exponentially. Such behavior of  $\phi_{Bo}$  with temperature is disagreement with the negative temperature coefficient of forbidden bandgap ( $E_g$ ) of the Si and BH for ideal diodes. In addition, the observed higher values of  $n$  especially at low temperatures is an evident to deviation from standard TE theory. Higher values of  $n$  especially at low temperatures were attributed to the existence of interlayer, surface states and barrier in-homogeneities [12-14]. Similarly, as shown in Fig. 3, the values of  $R_s$  and  $R_{sh}$  decrease with increasing.

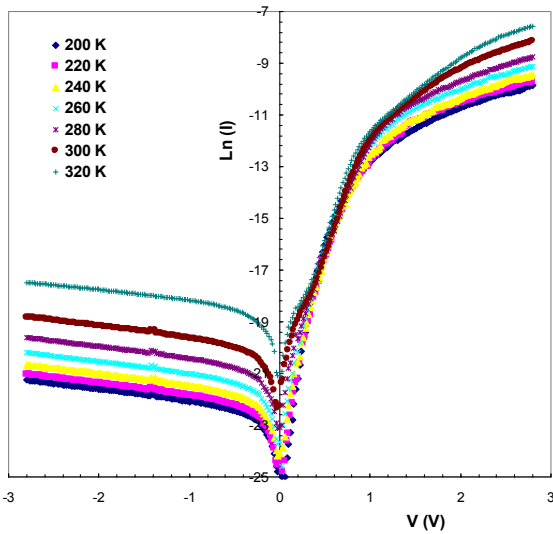


Fig 1. The forward and reverse bias semi-logarithmic I-V plots of the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) structure for various temperatures.

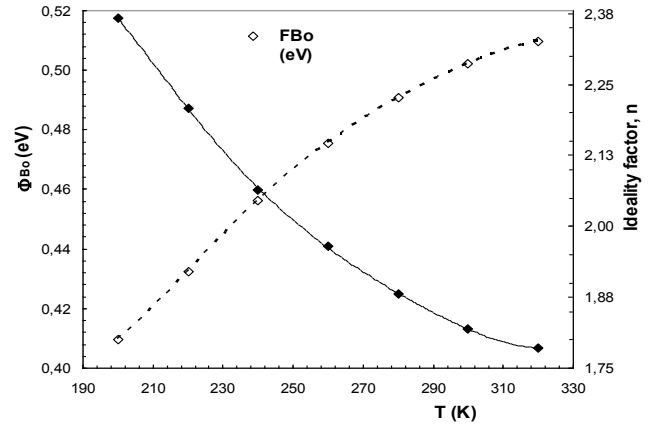


Fig 2. The changes in the  $\phi_{Bo}$  and  $n$  with temperature for the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) structure.

Table 1: The obtained experimental values of  $I_0$ ,  $n$ ,  $\phi_{Bo}$ ,  $R_s$ ,  $R_{sh}$  and RR for the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) structure at various temperatures

T (K)	$I_0$ (A)	$n$	$\phi_{Bo}$ (eV)	$n_{Bo}$ (eV)	$R_s$ (k)	$R_{sh}$ (G)	RR	
200	$2.34 \times 10^{-12}$	2.36	6	0.410	0.969	54.64	4.69	$8.59 \times 10^4$
220	$7.40 \times 10^{-12}$	2.20	8	0.432	0.955	45.63	3.78	$8.28 \times 10^4$
240	$1.85 \times 10^{-11}$	2.06	5	0.456	0.942	34.98	2.61	$7.45 \times 10^4$
260	$5.04 \times 10^{-11}$	1.96	5	0.475	0.934	23.08	1.63	$7.06 \times 10^4$
280	$1.40 \times 10^{-10}$	1.88	0	0.491	0.923	16.30	0.91	$5.55 \times 10^4$
300	$4.02 \times 10^{-10}$	1.82	0	0.502	0.914	8.67	0.41	$4.74 \times 10^4$

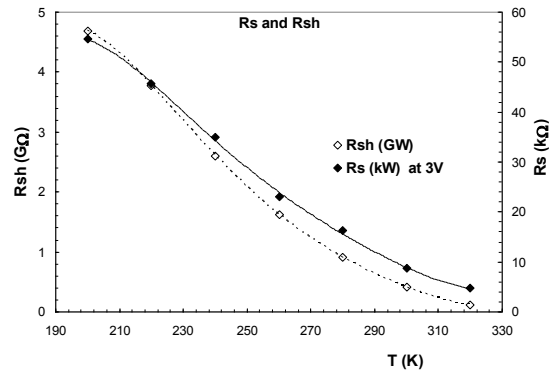


Fig 3. The changes in the  $R_s$  and  $R_{sh}$  with temperature for the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) structure.

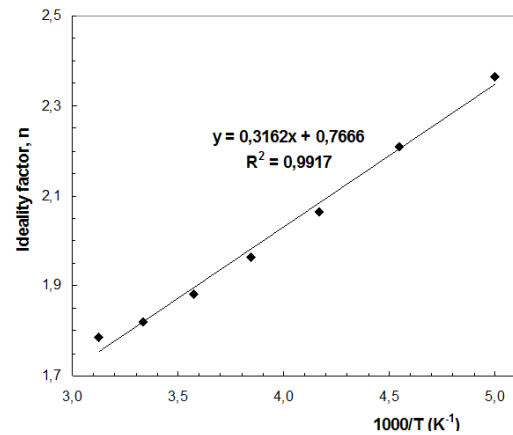
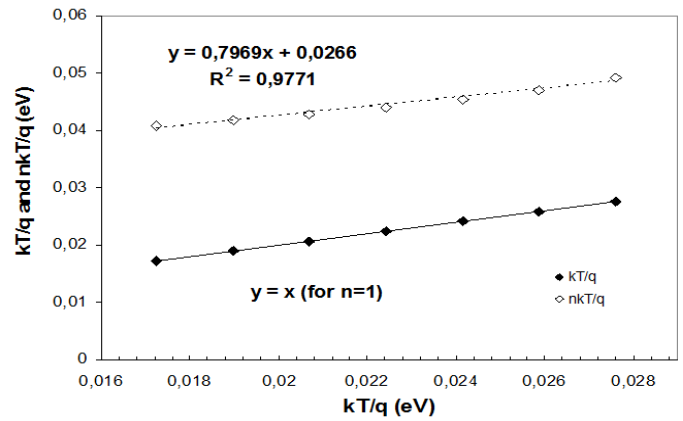
It can be seen in Table 1, the value of  $n$  changes with inverse temperature ( $1/T$ ) as linearly [2].

$$n(T) = n_0 + T_0/T \quad (5)$$

In Eq.5,  $n_0$  and  $T_0$  are constants which were found to be 0.767 and 316.2 K by fitting. In this case, the temperature dependence of the BH and  $n$  of the Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) structure can be called as "To effect" or "To anomaly". To effect can be also connected with the lateral inhomogeneity of the BH or the role of the recombination and tunneling CTMs [15]. In this case, the value of  $n$  must be placed in Eq.2 as  $\exp(-q\Phi_{B0}/nkT)$ . Therefore, the temperature dependent value of effective BH ( $\Phi_{Bef.}$ ) was calculated as ( $\Phi_{Bef.} = n.\Phi_{B0}$ ) [15]. Thus, as can be seen in Table 1, the values of  $\Phi_{Bef.}$  change as linearly with temperature as ( $\Phi_{Bef.} = \Phi_{B(0K)} + aT$ ) =  $-4.93 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1} + 1.063$ ). It is clear that the obtained temperature coefficient (a) of modified BH is close to its theoretical value ( $= -4.73 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$ ) for Si [1].

#### 4. Conclusion

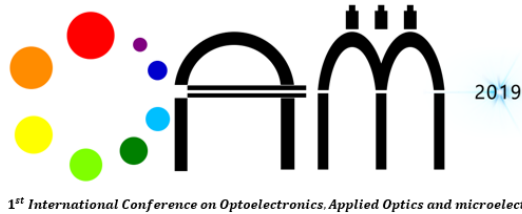
In this study, Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/p-Si (MIS) structures were fabricated and their CTMs have been investigated in wide temperature range of 200-320 K by using I-V-T characteristics to get more reliable and accuracy results on the nature of BH at M/S interface and possible conduction mechanism. Therefore, the main electrical parameters of them such as  $I_0$ ,  $n$ ,  $\Phi_{B0}$ ,  $R_s$ ,  $R_{sh}$  and  $RR$  were obtained as function of temperature. All these parameters were found a strong function of temperature. While the value of  $\Phi_{B0}$  increase with increasing temperature,  $n$  decreases and such behavior of them was attributed the existence of many lower values of barriers or patches at around mean BH, surface states, and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> interfacial layer. It was found that the value of  $n$  changes with inverse of temperature ( $1/T$ ) as linearly which is called as "To effect" or "To anomaly". The increase of  $\Phi_{B0}$  with increasing temperature is also in-agreement with the reported negative temperature coefficient of forbidden bandgap of semiconductor. Therefore, the temperature dependent value BH ( $\Phi_{Bef.}$ ) was modified as ( $\Phi_{Bef.} = n.\Phi_{B0}$ ) and it becomes decrease with increasing temperature as ( $\Phi_{B(0K)} + T$ ) =  $-4.93 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1} + 1.063$ ). It is clear that this negative temperature coefficient of BH is very close to the temperature dependent band gap of Si ( $-4.73 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ ). In conclusion, the changes in  $\Phi_{B0}$  and  $n$  with temperature were explained with barrier inhomogeneity rather than TE theory and tunneling mechanisms (TFE and FE).



#### REFERENCES

- [1] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [2] B. L. Sharma, Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York and London, 1984.
- [3] E. H. Rhoderick, Metal-Semiconductor Contacts, Clarendon Press, Oxford, 1978.
- [4] H. C. Card, E. H. Rhoderick, Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes, J. Phys. D Appl. Phys. **4**, 1589-1601 (1971).
- [5] E. H. Nicollian and J. R. Brews, MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology. New York, USA: Wiley, 1982, pp. 117-129.
- [6] E. Özavcı, S. Demirezen, U. Aydemir, Ş. Altındal, A detailed study on current-voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range, Sens. Actuators A, **194**, 259-268 (2013).
- [7] S. Alialy, Ş. Altındal, E. E. Tannkulu, D. E. Yıldız, Analysis of temperature dependent current-conduction mechanisms in Au/TiO<sub>2</sub>/n-4H-SiC (metal/insulator/semiconductor) type Schottky barrier diodes, J. Appl. Phys. **116**, 083709 (2014).

- [8] F. A. Padovani, R. Stratton, Field and thermionic-field emission in Schottky barriers, *Solid-State Electron.* **9**, 695-707 (1966).
- [9] Ç. Ş. Güçlü, A. F. Özdemir, Ş. Altındal, Double exponential I-V characteristics and double Gaussian distribution of barrier heights in (Au/Ti)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/n-GaAs (MIS)-type Schottky barrier diodes in wide temperature range, *Appl. Phys. A* **122**, 1032 (2016).
- [10] İ. Taşçıoğlu, S. O. Tan, F. Yakuphanoglu, Ş. Altındal, Effectuality of barrier height inhomogeneity on the current-voltage-temperature characteristics of metal-semiconductor structures with CdZnO interlayer, *J. Electron. Mater.* **47**, 6059-6066 (2018).
- [11] R. T. Tung, J. P. Sullivan, F. Schrey, On the inhomogeneity of Schottky barriers, *Mater. Sci. Eng. B.* **14**, 266-280 (1992).
- [12] H. H. Güttler, J. H. Werner, Influence of barrier inhomogeneities on noise at Schottky contacts, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1113-1115 (1990).
- [13] R. F. Schmitsdorf, T. U. Kampen, W. Mönch, Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si(111) Schottky diodes, *Surf. Sci.* **324**, 249-256 (1995).
- [14] M. K. Hudait, K. P. Venkateswarlu, S. B. Krupanidhi, Electrical transport characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge at low temperatures, *Solid-State Electron.* **45**, 133-141 (2001).
- [15] D. Korucu, H. Efeoglu, A. Türüt S. Altındal, Evaluation of lateral barrier height of inhomogeneous photolithography-fabricated Au/n-GaAs Schottky barrier diodes from 80 K to 320 K. *Materials Science in Semiconductor Processing* **15** (2012) 480-485.



Aug. 17-19, 2019

## The Influence of the Mask Shape on the Self-healing Property of Parabolic Beams

P. Amiri<sup>1,2\*</sup>, N. Azari<sup>2</sup>, E. Ahadi-Akhlaghi<sup>3</sup>, and Y. Azizian-Kalandaragh<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> *Department of Engineering Sciences, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran*

<sup>2</sup> *Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran*

<sup>3</sup> *Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan 45137-66731, Iran*

<sup>4</sup> *Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P.O. Box 179, Ardabil, Iran*

**Abstract:** In this research, it has been investigated the self-healing property of the non-diffracting parabolic beams via numerical simulation. Also, instead of using a single number to express the degree of the beams' self-healing property, it has been proposed a similarity profile to quantify self-healing with more details.

**Keywords:** Non-diffracting beams, Parabolic beams, Propagation, Similarity, Self-healing.

## 1. Introduction

Recently, the self-healing property of the beams gets lots of attention due to the wide range of applications including micromanipulation [2], microscopy [7], optical communication [6] and quantum information processing [8]. This property refers to the ability of a beam to recover its amplitude in a propagating distance after entered perturbation. Many authors have reported several results about the self-healing property of various beams, for example, Bessel [5], Pearcey [12], Airy [4], and Bessel-Gaussian beams [13], etc. Also, the self-healing property of parabolic beams has studied experimentally by Zhang and his co-authors in 2013 [11].

The parabolic non-diffracting beams, which are the exact solution of the Helmholtz equation in parabolic cylindrical coordinates, were demonstrated in 2004 and experimentally observed in 2005 [3, 8]. These Beams are called non-diffracting since their transverse intensity distribution doesn't change along the propagation direction. The generalization of the parabolic beams was introduced with a new parameter that affects the rotational symmetry, by Khonina and her co-workers [9]. Generalized non-diffracting parabolic beams are given by:

$$U(x, y, z) = \exp(-ik_z z) \int_{-\pi}^{\pi} A_m(\varphi; a) \exp[-ik_t(x \cos \varphi + y \sin \varphi)] d\varphi, \quad (1)$$

Where  $k_t$  is the radius of a narrow ring in frequency space,  $k_z = \sqrt{k^2 - k_t^2}$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  is the wavenumber,  $\lambda$  is the wavelength, and

$$A_m(\varphi; a) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}|\sin(m\varphi)|} \exp\left[ia \ln \left|\tan\left(\frac{m\varphi}{2}\right)\right|\right], \quad (2)$$

is the generalized spatial spectrum. To discuss the self-healing property of these beams, we have applied masks with different shapes on them. The beams' self-healing degree after propagation along the z-axis has been analyzed using the following approach.

## 2. Similarity profile

There are different methods to measure the similarity between the obstructed and unobstructed fields. Mostly these methods offer a single number that fails to describe the self-healing mechanism of the beam in detail. We propose a new approach for quantifying the self-healing mechanism of optical beams by considering the beam amplitude profile as a  $5 \times 5$  grid. In this approach, we define a similarity profile by which the closeness each corresponding region of the obstructed and unobstructed beam after propagation is quantified. The difference between pairwise corresponding sub-regions is measured using the relative distance which defined as [1]:

$$D_r(\mathbf{U}_o, \mathbf{U}_m) = \frac{\|\mathbf{U}_o - \mathbf{U}_m\|}{\|\mathbf{U}_o + \mathbf{U}_m\|}, \quad (3)$$

where  $\mathbf{U}_o$  and  $\mathbf{U}_m$  are the fields of the original and obstructed beams, respectively. We express the similarity of fields by

$$sim(\mathbf{U}_o, \mathbf{U}_m) = 1 - D_r(\mathbf{U}_o, \mathbf{U}_m). \quad (4)$$

The difference between original and obstructed beams' similarity amount in the initial and restored planes, is considered as the self-healing value.

## 3. Simulation results

To examine the mask geometrical shape effect on the beams' self-healing property, circular, rectangular, and elliptical masks with the same area, are applied to the central part of the beams. In each case, after propagating the beam along the z-axis via the angular spectrum method (ASM), the self-healing degree and pertinent distance are measured, and so varied by changing the shape of the mask (Fig. 1).

Original Beam	Beam with a Vertical elliptic mask	Beam with a Rectangular mask	Beam with a Circular mask	Beam with a Horizontal elliptic mask
---------------	------------------------------------	------------------------------	---------------------------	--------------------------------------



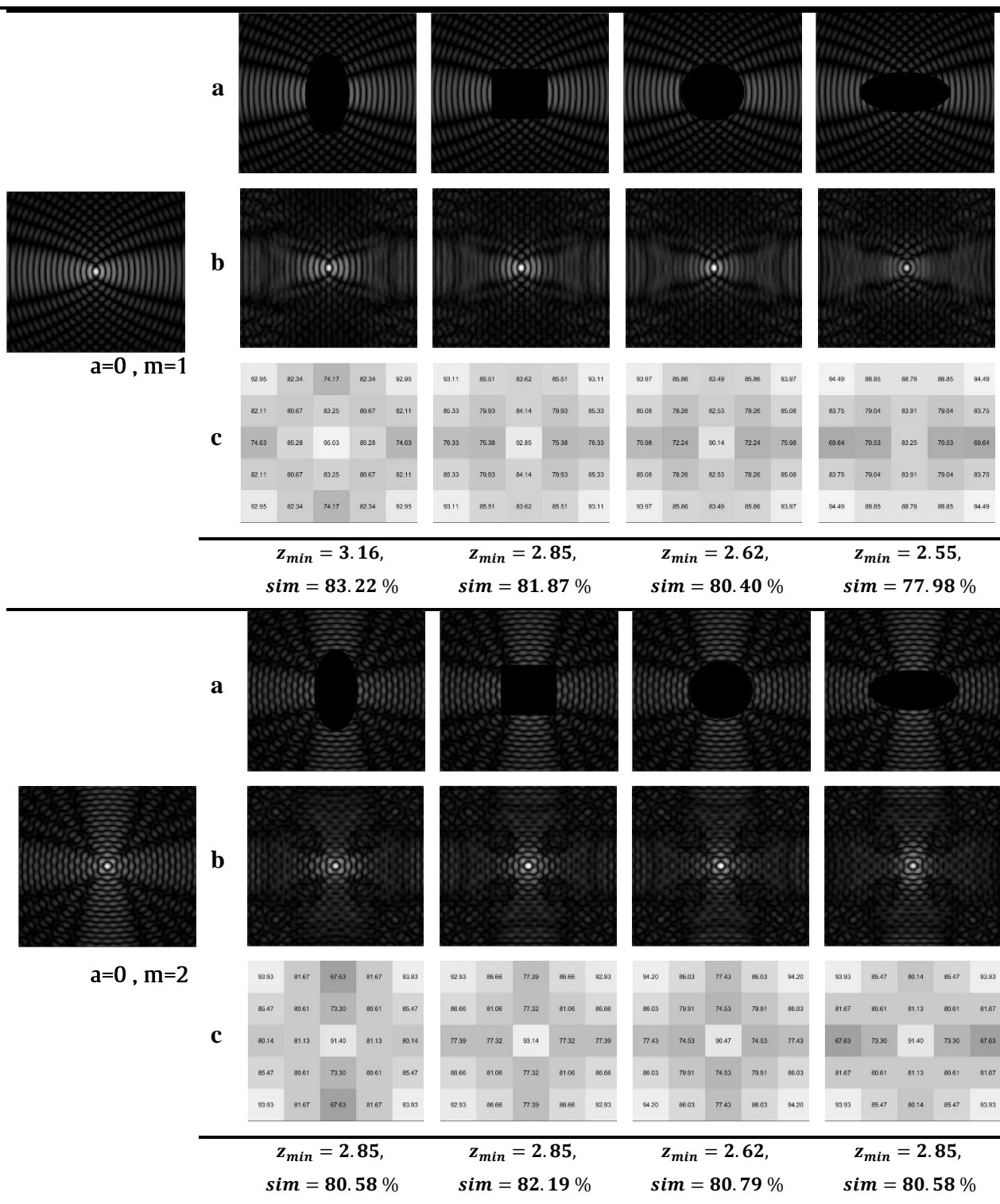


Fig. 1, Mask geometrical shape effect on the self-healing

It can be seen that the central region of the beams is reconstructed better than the others. Comparing the similarity matrixes of the beams in different propagation distances could be perceived beams' self-healing behavior better. Whatever the mean intensity distribution be higher in the masked area, the self-healing degree will be lower. Because of this reason, as you can see, the self-healing degree of the beam with a rectangular mask is more than ones with a circular mask. Although at first look, because of the radial symmetry of the circle, it is expected the contrast of this. The results obtained for the beam with a vertical and horizontal elliptical mask is a clear example of this affair (Fig. 2).

Comparing the results of  $m=1$  and  $m=2$ , it has been reached by increasing the amount of  $m$ , the self-healing degree of the beam is improved because the intensity distribution of the second-order beam has symmetry to the line  $y=x$ . It should be noted that the reason for the higher self-healing degree of the first-order beam with an elliptic mask is the low-intensity distribution of the masked area. The remarkable note is that in most cases, the highest amount of self-healing of the beams occurs in the further distance from the initial plane.

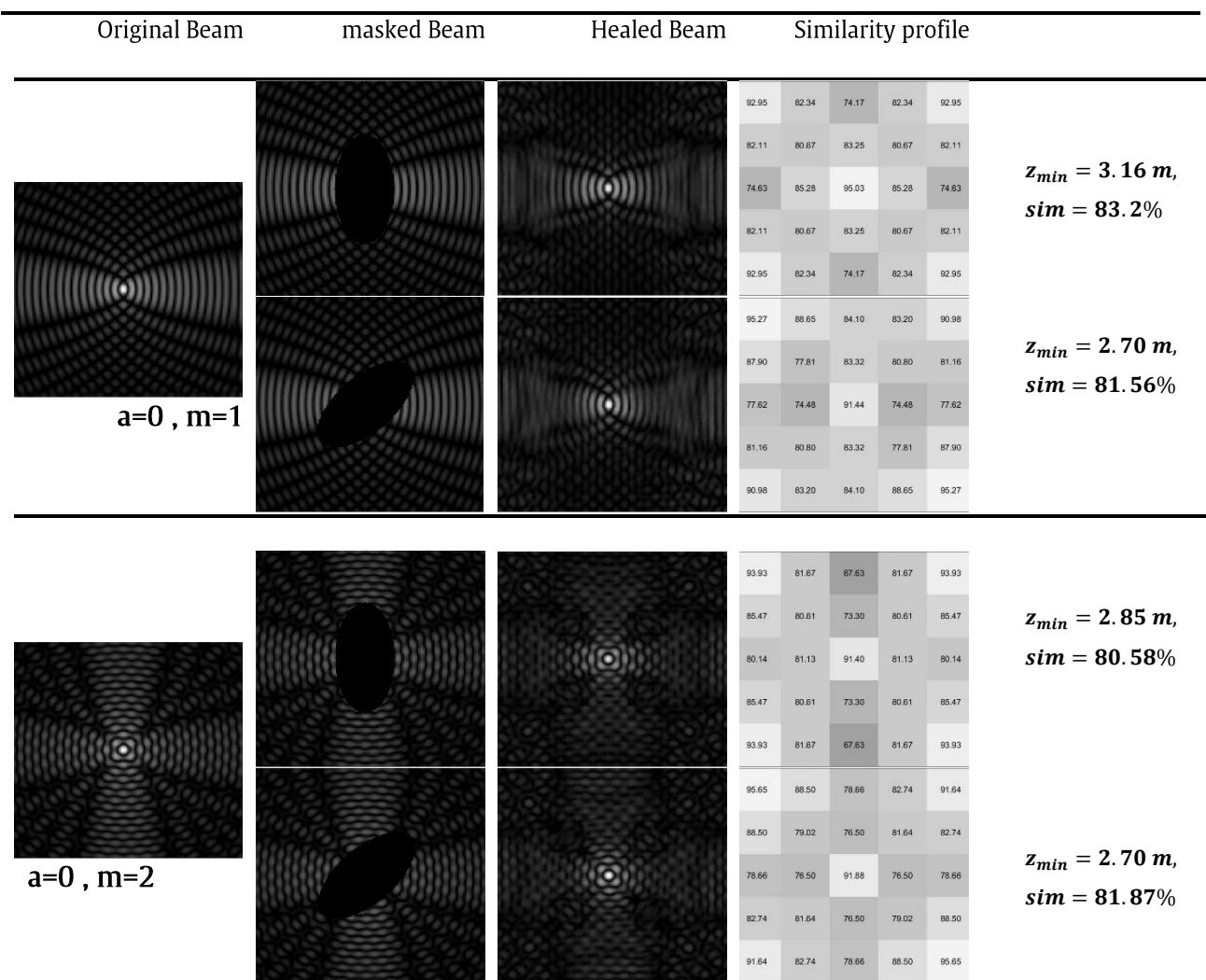


Fig. 2, Mask rotation effect on the self-healing

The beams' self-healing degree with diverse masks in every distance of propagation has resembled as follows:

$$DSH(B_{Hem}) \leq DSH(B_{Cm}) \leq DSH(B_{Rm}) \leq DSH(B_{Vem}), \quad (5)$$

Where  $B_{Vem}$ ,  $B_{Hem}$ ,  $B_{Cm}$  and  $B_{Rm}$  are the beam with a vertical elliptic, horizontal elliptic, circular and rectangular mask, respectively.

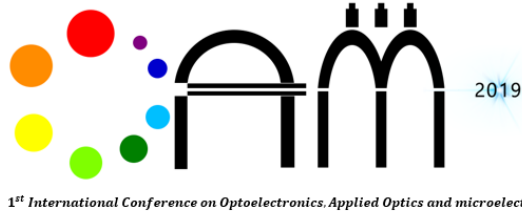
#### 4. Conclusion

In this research, the amount of self-healing of generalized parabolic beams was investigated by applying masks with different shapes. Also, the symmetry of the beam intensity distribution is an effective factor on the beams' self-healing value. In all cases, the central region of the beams has the highest self-healing value related to the other regions.

#### REFERENCES

- [1] A. Aiello, G. S. Agawal, M. Paur, B. Stoklasa, Z. Hradil, J. Rehacek, P. de la Hoz, G. Leuchs, and L. L. Sanchez-Soto, "Unraveling beam self-healing," *Opt. Express* 25, 1947 (2017).
- [2] J. Arlt, V. Garces-Chavez, W. Sibbett, and K. Dholakia, "Optical micromanipulation using a Bessel light beam," *Opt. Commun.* 197, 239-245 (2001).

- [3] M. A. Bandres, J. C. Gutierrez-Vega, and S. Chavez-Cerda, "Parabolic non-diffracting optical wave fields," *Opt. Lett.* 29, 44-46 (2004).
- [4] J. Broky, G. A. Siviloglou, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, "Self-healing properties of optical Airy beams," *Opt. Express* 16, 12880-12891 (2008).
- [5] X. Chu, "Analytical study on the self-healing property of Bessel beam," *Eur. Phys. J. D* 66, 259 (2012).
- [6] G. Di Domenico, J. Parravicini, G. Antonacci, S. Silvestri, A. J. Agranat, and E. DelRe, "Miniaturized photogenerated electro-optic axicon lens Gaussian-to-Bessel beam conversion," *Appl. Opt.* 56, 2908-2911 (2017).
- [7] F. O. Fahrbach, and A. Rohbach, "Propagation stability of self-reconstructing Bessel beams enables contrast-enhanced imaging in thick media," *Nat. Commun.* 3, 632 (2012).
- [8] S. K. Goyal, F. S. Roux, A. Forbes, and T. Konrad, "Implementing quantum walks using orbital angular momentum of classical light," *Phys. Rev. Lett.* 110, 263602 (2013).
- [9] S. N. Khonina, A. V. Ustinov, and S. Chavez-Cerda, "Generalized parabolic nondiffracting beams of tow orders," *J. Opt. Soc. Am. A* 35, 1511-1517 (2018).
- [10] C. Lopez-Mariscal, M. A. Bandres, J. C. Gutierrez-Vega, and S. Chavez-Cerda, "Observation of parabolic nondiffracting optical fields," *Opt. Express* 13, 2364-2369 (2005).
- [11] J. Mendoza-Hernandez, M. L. Arroyo-Carrasco, M. N. Mendez-Otero, M. D. Iturbe-Castillo, and S. Chavez-Cerda, "Self-healing of beams with angular momentum," In: *Frontiers in Optics* (2013).
- [12] J. D. Ring, J. Lindberg, A. Mourka, M. Mazilu, K. Dholakia, and M. R. Dennis, "Autofocusing and self-healing of Pearcey beams," *Opt. Express* 20, 18955-18966 (2012).
- [13] S. Zhao, W. Zhang, L. Wang, W. Li, L. Gong, W. Cheng, H. Chen, and A. Gruska, "Propagation and self-healing properties of Bessel-Gaussian beam carrying orbital angular momentum in an underwater environment," *Scientific reports* 9, 2025 (2019).



Aug. 17-19, 2019

## The V<sub>4</sub>AlC<sub>3</sub> Max Phase Synthesized Via Mechano-Thermal Process

Canan AKSU CANBAY<sup>1</sup>, Ömer GÜLER<sup>2</sup>, İskender ÖZKUL<sup>3</sup>, Öyküm BAŞGÖZ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Science Faculty, Physics Dep., Firat University, Elazig, 23190, Turkey*

<sup>2</sup>*Metallurgical and Material Eng. Dept., Mersin University, Mersin, 33110, Turkey*

<sup>3</sup>*Mechanical Eng. Dept., Mersin University, Mersin, 33110, Turkey*

**Abstract** - The present work investigated the formation of V<sub>4</sub>AlC<sub>3</sub> MAX phase via Mechano-thermal process. Vanadium, Aluminum and Graphite powders were milled by high energy ball mill for 30 hours. After, milled powders were annealed at 700 °C in inert atmosphere. XRD and SEM analysis showed that V<sub>4</sub>AlC<sub>3</sub> max phase successfully synthesized. But it was shown that different phases also were formed at the end of the process not only max phase.

**Keywords:** MAX phase, V<sub>4</sub>AlC<sub>3</sub>, Mechano-Thermal.

## 1. Introduction,

MAX phase is shortly the abbreviation of  $Mn+1AX_n$ . Where M represents a transition metal, A represents the group A, X may be either C or N in periodic table [1]. MAX phases have great features and they have both metallic and ceramic properties. Generally, there are strong covalent bonds between M-X in MAX phases, while M-A bonds are weaker [1-2]. That explains how the MAX phases show both ceramic and metallic properties at the same time. Moreover, MAX has a mostly hexagonal crystal laminar structure. This is the reason why they both exhibit similarities and anisotropic properties in unique structure [3-4]. MAX phases can be produced in a variety of ways such as; combustion synthesis [5], chemical and physical vapour deposition [6-7], self-propagating high-temperature synthesis [8], arc melting [9], mechanical alloying and sintering processes [10-11], etc.  $V_4AlC_3$  max phase structure is  $M_4AX_3$  type structure (Figure 1). There is different many synthesis method for  $V_4AlC_3$  max phase. C. Hu et al [1] investigated the crystal structure of  $V_4AlC_3$  by the reactive hot pressing of the V-Al-C system with the stoichiometric molar ratio of V:Al:C=4:1:3 at 1700 °C. The results obtained by them almost demonstrated that using the stoichiometric composition of V, Al and C mixture with heat treatment at 1700 for 60 min led to the formation of the dominant phase of VC alongside  $V_4AlC_3$ . Hamm et al. [2] also prepared the  $V_4AlC_3$  MAX phase using microwave heating at 1000 W for 60 min and post densification by SPS at 1350 °C and microwave heating could lead to the formation of  $V_4AlC_3$ . But the XRD patterns taken after the DSC analysis revealed only  $V_2AlC$  formation at 1200 °C. However, while Hamm et al. [2] studied the formation of  $V_4AlC_3$  with microwave heating, they did not mention the final microwave heating temperature and the reason for using such a molar ratio of starting elements with the ultra-high amount of Al; also, their investigation did not display the successful synthesis of  $V_4AlC_3$  by applying SPS, as this method was only used for the densification purpose of the synthesized powders.

$V_2AlC$  or  $V_4AlC_3$  max phases which consist from V-Al-C, have a great potential for structural material applications due to their high strength behaviour both at room temperature and high temperatures.

## 2. Experimental Details

In this study, elemental Vanadium (V) powder (Merck 99%), aluminium (Al) powder (Carlo Roth 99.5%) and hexagonal graphite powder as carbon source (Merck 99.5%) were used as synthesis material. The powders

were weighed as molar (V: Al: C = 4: 1: 3). The powder mixture was milled using a Retsch PM 100 brand apparatus. Under an argon (Ar)

atmosphere using a 8 mm steel balls, the powder mixture was subjected to milling for 30 hours and 300 rpm was selected as the milling cycle. The ground powders were subjected to X-ray analysis.

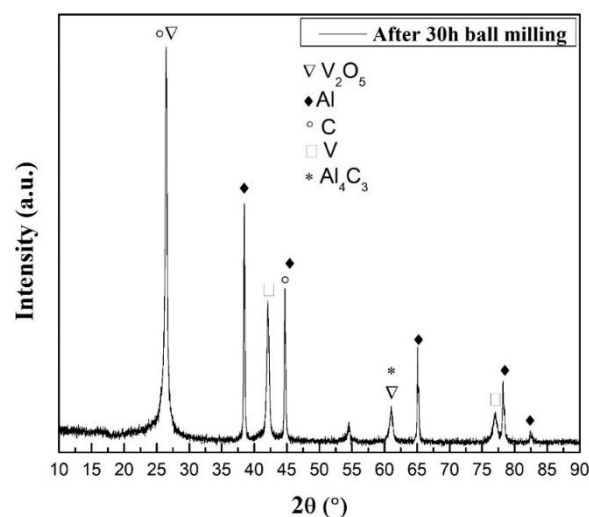
Powders obtained at the end of milling were sintered at 700 °C. The X-ray analysis and a Scanning Electron Microscope (SEM, Zeiss Ultra55) observation was performed on the synthesised.

diagram of the measurement system was given in Fig 1.

temperatures.

## 2. Results and Discussions

The temperatures above 1400 °C are needed for the formation of the  $V_2AlC$  or  $V_4AlC_3$  max phase. Thanks to the mechano-thermal treatment, the temperature of such a transformation can be reduced by half degrees. For this purpose, elemental powders are first milled for a long time in a high energy ball mill. The elemental V-Al-C powders are welded to one another with the effect of ball impacts during milling, while at the same time increases in their internal energies occur. At the end of the milling process, the powders are fully mechanically alloyed to one another. At the same time, the temperature values to be forming for MAX phase are reduced to very low points. Following the milling process, the synthesis of the max can be carried out by a thermal process at relatively low temperatures.



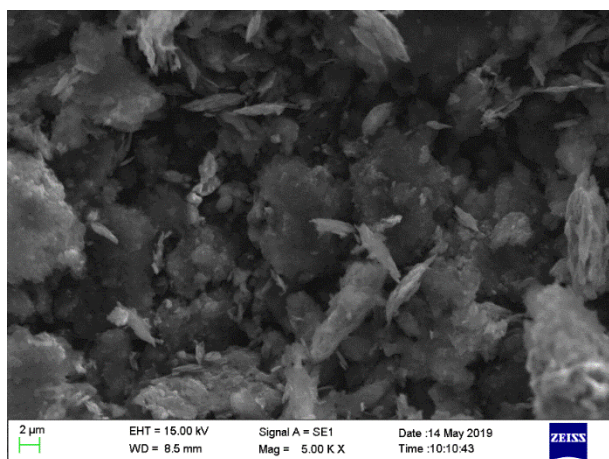
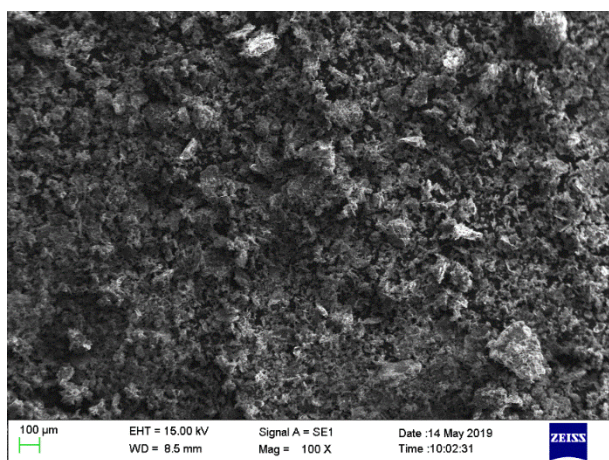
**Figure 1.** X-ray analysis from the samples obtained at the end of 30 hours of milling

XRD analysis from the powders obtained at the end of the milling process is shown in the Figure 1. As can be seen from the Figure 1. after 30 hours in the structure



of both the internal energy increased elemental powders and intermediate structures emerged at the end of the milling process are seen. Al-C powders in the structure caused  $Al_4C_3$  carbide to be formed due to ball impacts and energy provided by these impacts during the milling process. At the same time, oxygen contained in the structure combined with vanadium has caused the formation of  $V_2O_5$ .

SEM images taken from milling is shown in Figure 2. As seen from in the Figure 2. the structure consists of many particles of different sizes. In fact, due to the decrease in particle size, agglomeration has occurred and dense bulks are seen. It is possible to find bulks of various sizes ranging from 2-100  $\mu m$ .



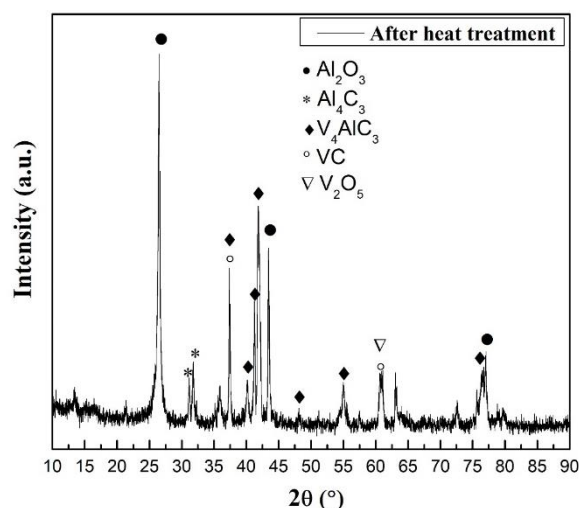
**Figure 2.** SEM images of the samples obtained at the end of the milling process

After milling, the powders were heated to a relatively low temperature of 700 °C to convert the powders into heat treated and internal energized powders. The results of XRD analysis from the samples obtained after the thermal treatment are given in Figure 3.

The most intensive peak seen in the XRD analysis is the  $Al_2O_3$  peak. The following one is the peak of the  $V_4AlC_3$

in max phase. In addition to that, there is a small amount of  $V_2O_5$  and VC. As shown in Figure 3, the max phase was successfully synthesized. Changes in this sample compared to milled powder was defined as the formation of  $Al_2O_3$  in the structure, the formation of VC, and the formation of max phase. VC which is a stable carbide in the structure, is expected to occur with increasing temperature.  $Al_2O_3$  is also expected to occur due to its high affinity to oxygen. The fact that the entire structure is not transformed into the  $V_4AlC_3$  max phase and the intermediate phases are formed is related to the milling process. The powder milling process is a non-homogeneous and non-homogeneous process. In some regions, powder are normally milled, while in some of the dead zones of the container the powder is limited. This situation caused the material not to reach enough internal energy and thus transformed into different structures at the end of the thermal process. Considering the intensity and width of the XRD peaks, it can be said that if the heat treatment temperature is increased slightly, the crystallization will increase. Likewise, an increase in the milling time is thought to increase the crystallization.

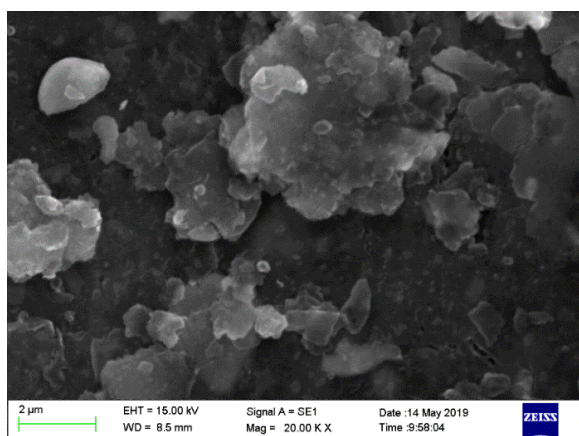
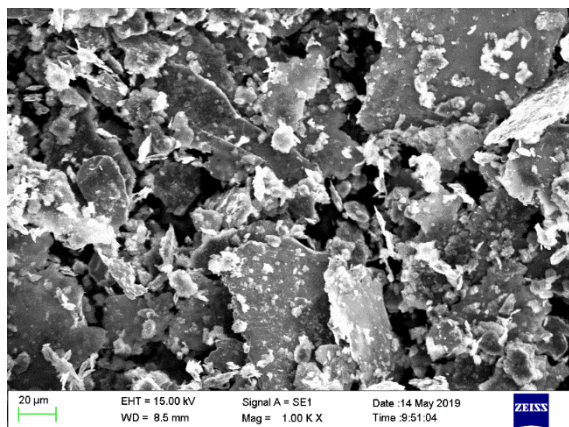
Figure 4 shows the SEM images taken from the samples obtained at the end of the thermal process. It can be said that the layered structures seen in the structure are the max phases. Due to the milling process, these layers are in different widths between 1-50  $\mu m$  and the layers are not properly shaped.



**Figure 3.** Results of XRD analysis of milled powders obtained from the samples obtained after heat treatment

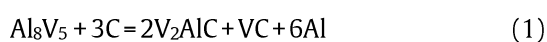
There are white particles around or above the layers and these particles are carbides or oxides that appear in XRD. During the mechano-thermal process, the

V<sub>4</sub>AlC<sub>3</sub> max phase is thought to be formed by following a series of reactions. During the milling of the elemental powders a solid solution was formed between Al-V. These solid solutions are those given as V peak in the XRD analysis in Figure 2. During the long milling process, the carbon only occurred carbide with aluminum is due to the fact that the starting powder is in hexagonal structure.



**Figure 4.** SEM images from samples obtained at the end of heat treatment

Throughout the the milling process, the crystal structure of the carbon is deteriorated and amorphization occurs. For this reason, Al<sub>4</sub>C<sub>3</sub>, which is a weak and easy to form carbide, was formed in the first step. Between the heat treatment process and the powders milling process, the oxygen concentrations increased when the active powders exposed to the atmosphere. The increase of aluminum oxides in the structure after heat treatment is attributed to that. V-Al solid solutions formed during milling reacted with the heat treatment applied and caused some intermediate phases. The reaction is given in equation 1.



As seen, in the first stage of the heat treatment V-Al solid solution and/or intermediate compound reacted with carbon in the structure causing form of V<sub>2</sub>AlC and VC. The VC structures seen in the XRD analysis in Figure 3 are formed in the first stage of the heat treatment and remained as non-transformed. With the increasing temperature and duration, the reaction given in equation 3 was realized and the max phase occurs.



#### 4. Conclusions

The V<sub>4</sub>AlC<sub>3</sub> max phase was successfully synthesized using the mechano-thermal process using elemental V-Al-C powders. The non-homogeneous conditions in the milling process, due to the oxygen effects in the air, have not completely transformed into the max phase. In addition to the max phase, some oxidized compounds and non-transformed intermediate phases were also observed. Further studies and analyzes for max phase synthesis with V<sub>4</sub>AlC<sub>3</sub> method are ongoing.

#### References

- [1] P. Eklund, M. Beckers, U. Jansson, H. Högberg, L. Hultman, The Mn+1AX<sub>n</sub> phases: materials science and thin-film processing, *Thin Solid Films* 518 (2010) 1851–1878.
- [2] F. Parvin, M.M. Hossain, A. Islam, Phase stability and physical properties of hypothetical V<sub>4</sub>SiC<sub>3</sub>, *ArXiv Prepr. ArXiv1110.4452*, 2011.
- [3] M. Naguib, G.W. Bentzel, J. Shah, J. Halim, E.N. Caspi, J. Lu, L. Hultman, M.W. Barsoum, New solid solution MAX phases: (Ti<sub>0.5</sub>, V<sub>0.5</sub>)<sub>3</sub>AlC<sub>2</sub>, (Nb<sub>0.5</sub>, V<sub>0.5</sub>)<sub>2</sub>AlC, (Nb<sub>0.5</sub>, V<sub>0.5</sub>)<sub>4</sub>AlC<sub>3</sub> and (Nb<sub>0.8</sub>, Zr<sub>0.2</sub>)<sub>2</sub>AlC, *Mater. Res. Lett.* 2 (2014) 233–240.
- [4] Y. Mo, S. Aryal, P. Rulis, W. Ching, Crystal structure and elastic properties of hypothesized MAX phase like compound (Cr<sub>2</sub>Hf)<sub>2</sub>Al<sub>3</sub>C<sub>3</sub>, *J. Am. Ceram. Soc.* 97 (2014) 2646–2653.
- [5] X. Yin, K. Chen, H. Zhou, X. Ning, Combustion synthesis of Ti<sub>3</sub>SiC<sub>2</sub>/TiC composites from elemental powders under high gravity conditions, *J. Am. Ceram. Soc.* 93(2010) 2182–2187.
- [6] R. Mertens, Z. Sun, D. Music, J.M. Schneider, Effect of the composition on the structure of Cr-Al-C investigated by combinatorial thin film synthesis and ab initio calculations, *Adv. Eng. Mater.* 6 (2004) 903–907.



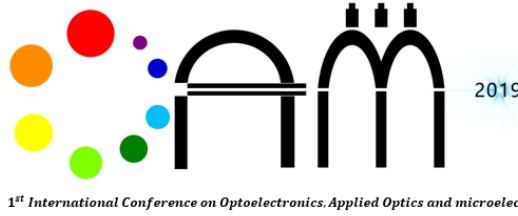
[7] J. Emmerlich, H. Högberg, S. Sasvári, P.O.Å. Persson, L. Hultman, J.-P. Palmquist, U. Jansson, J.M. Molina-Aldareguia, Z. Czigány, Growth of Ti<sub>3</sub>SiC<sub>2</sub> thin films by elemental target magnetron sputtering, *J. Appl. Phys.* 96 (2004) 4817–4826.

[8] S. Li, H. Zhai, Synthesis and reaction mechanism of Ti<sub>3</sub>SiC<sub>2</sub> by mechanical alloying of elemental Ti, Si, and C powders, *J. Am. Ceram. Soc.* 88 (2005) 2092–2098.

[9] S. Arunajatesan, A.H. Carim, Synthesis of titanium silicon carbide, *J. Am. Ceram. Soc.* 78 (1995) 667–672.

[10] C. Anirudh, A.V. Vaibhav Koushik, U.N. Kempaiah, MAX phase materials-review of an exciting class of ternary carbides and nitrides, *IJETAE* 4 (2014) 624–628.

[11] P. Istomin, E. Istomina, A. Nadutkin, V. Grass, M. Presniakov, Synthesis of a bulk Ti<sub>4</sub>SiC<sub>3</sub> MAX phase by reduction of TiO<sub>2</sub> with SiC, *Inorg. Chem.* 55 (2016) 11050–1105.



Aug. 17-19, 2019

# Thermodynamic Characterization of Time Depending Aging Effects at 300°C for NiTi Alloy

Ayşegül DERE<sup>1\*</sup>, İskender ÖZKUL<sup>2</sup>, Canan AKSU CANBAY<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Firat University, Faculty of Science, Department of Physics, Elazığ/TURKEY*

<sup>2</sup>*Mersin University, Faculty of Engineering, Department of Mechanical Engineering, Mersin/TURKEY*

**Abstract-** The shape memory alloys are the most commonly used part of the smart material group. Effective use of these materials is increasing in industrial area. In SMA class, mostly NiTi and Cu-based memory alloys are preferred and in many kinds of applications, when compared with NiTi ones, Cu-based SMAs are opted for their easier production process, lower costs or higher transformation temperatures. These smart alloys can remember their original predeformed shapes when they heated up to high temperatures after they were deformed plastically at low temperatures. This shape regaining mechanism of them stems from the thermoelastic phase transformations between their main and product phases. The temperature factor, which is effective in phase change, has an aging effect on the material in used applications. That effect changes the character of the material depending on the usage conditions over the working temperatures. In this study, the transformation temperature, enthalpy and entropy changes on the material were investigated by aging the TiNi shape memory alloy at 300° C for different waiting periods.

**Keywords:** TiNi, Shape memory alloy, Aging.

## 1. Introduction

Unlike plane waves, a finite beam of light undergoes longitudinal (in the plane of incidence) and transverse (perpendicular to the plane of incidence) [1] which are known as Goos-Hanchen (GH) shift [2] and Imbert-Fedorov (IF) shift respectively [3]. Figure.1 illustrates GH and IF shifts.

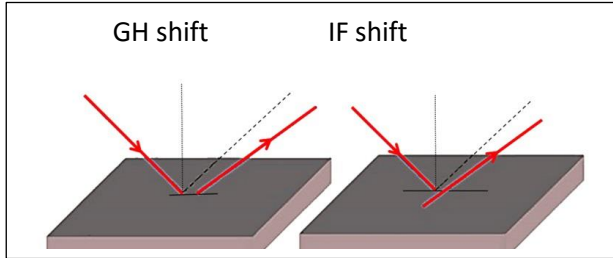


Fig.1 GH and IF shifts in a plane reflecting interface

Beam shifts have potential applications in the design of optical devices such as optical waveguide switch, optical sensors as well as precision metrology and spin photonics [4].

At a single dielectric interface, the lateral shift is usually small, almost comparable to the wavelength of incident beam. The shift is demonstrated to be small in metal reflections as well. Regarding the large loss of noble metals and availability of atomically thick layers, two dimensional materials such as graphene, transmission metal di-chalcogenides and topological insulators have generated immense research during the past decade.

Graphene, a single layer of carbon atoms arranged in a hexagonal lattice, has extraordinary properties owing to high electric mobility, low ohmic loss, high surface area etc. Its surface conductivity yields a giant and negative spatial Goos-Hanchen shift [5]. On the other hand, dielectric-metal composites of nanoparticles also present remarkable potential for an improved and tunable GH shift [6]. Particles' shape effect can be a significant factor in permittivity of composite. Metal-dielectric composites also are of interest for light trapping and photovoltaic in solar cells [7].

In this work, using effective medium theory, GH shift of a laser beam in reflection off a graphene-coated semi-infinite glass substrate including spheroidal gold nanoparticles is investigated.

## 2. Reflection Coefficients

When light with the angle  $\theta$  incidents from air onto a plane surface, the reflection coefficients are described with the magnitudes  $R_m$  and the phase shifts  $[\varphi]_m$  as  $r_m = R_m e^{i\varphi_m}$ , where  $m \in \{s, p\}$  pertaining to TE (s-wave) and TM (p-wave) polarizations respectively. Considering a  $\alpha$ -linearly polarized beam with in-phase electric field as  $E = E_0 [\cos \alpha \hat{x} + \sin \alpha \hat{y}]$ , the explicit

expression of the unitless spatial and angular GH shifts are [8]:

$$k\Delta_{GH} = \omega_p \frac{\partial \varphi_p}{\partial \theta} + \omega_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial \theta}, \quad (1-1) \quad \Theta_{GH} =$$

$$-\left( \omega_p \frac{\partial \ln R_p}{\partial \theta} + \omega_s \frac{\partial \ln R_s}{\partial \theta} \right), \quad (1-2)$$

where  $\omega_m = \frac{a_m^2 R_m^2}{a_s^2 R_s^2 + a_p^2 R_p^2}$ ,  $a_m$  are the electric field components for parallel and perpendicular directions and  $k$  is the vacuum wave number.

Fresnel reflection coefficients of light impinging from air to an interface characterized by refractive index  $n$  are given by [1]

$$r_s(\theta) = \frac{\cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \quad (2-1)$$

$$r_p(\theta) = \frac{n^2 \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \quad (2-2)$$

for p and s waves respectively, where  $\theta$  is the angle of incidence. Suppose that a layer of graphene is coated on the interface. The graphene layer is characterized by the surface conductivity  $\sigma(\omega)$ , whose expression can be given in the following dimensionless form [5]

$$\frac{\sigma(\Omega)}{\sigma_0} = \Theta(\Omega - 2) + i \left[ \frac{4}{\pi \Omega} - \frac{1}{\Omega} \ln \left| \frac{\Omega + 2}{\Omega - 2} \right| \right] \quad (3)$$

where  $\sigma_0 = \frac{e^2}{4\hbar}$  is the universal conductivity of graphene,  $\Omega = \frac{\hbar\omega}{\mu}$  is the dimensionless frequency,  $\mu$  is the chemical potential and  $\Theta(x)$  is the Heaviside step function. We take the substrate to be a granular composite in which ellipsoidal metal nanoparticles of the permittivity  $\epsilon_m$  are embedded in the dielectric host of the permittivity  $\epsilon_d$  and filling fraction of metal nanoparticles in dielectric host is  $f$ . Ellipsoidal particles (with  $a, b, c$  to be half the length of the principal axes) can be described by three depolarization factors  $L_x, L_y$  and  $L_z$  which satisfy the sum rule  $L_x + L_y + L_z = 1$ . The depolarization factors express the force that seeks to restore the initial electron distribution along each of the ellipsoid axes. For simplicity, let us consider the ellipsoids generated by the rotation of an ellipse around its major or minor axes, which produce prolate or oblate spheroids respectively. Due to symmetry axis of these nanoparticles (say  $z$  axis), they have three proper modes, where two of them are degenerated such that  $L_x = L_y = \frac{1}{2}(1 - L_z)$ .  $L_z$  is a shape dependent parameter defined as follows [9]

$$L_z = \frac{1 - \eta^2}{2\eta^3} \left[ \ln \left( \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \right) - 2\eta \right] \quad (4-1)$$

$$\eta = \sqrt{1 - \left( \frac{a}{c} \right)^2} \quad (4-2)$$

for prolate spheroid ( $c > a = b$ ), whereas for oblate spheroids ( $a = b > c$ ) we have

$$L_z = \frac{1 + \eta^2}{\eta^3} [\eta - \tan^{-1}\eta] \quad (5-1)$$

$$\eta = \sqrt{\left(\frac{a}{c}\right)^2 - 1} \quad (5-2)$$

Here  $\eta$  is the eccentricity of ellipsoid.

The macroscopic properties of a metal-dielectric composite of randomly oriented spheroidal particles can be characterized by the effective dielectric response  $\epsilon_e$  which is obtained by effective medium theory as [10]

$$9(1-f) \frac{\epsilon_e - \epsilon_d}{2\epsilon_e + \epsilon_d} + f \left[ \frac{\epsilon_e - \epsilon_m}{\epsilon_e + L_z(\epsilon_m - \epsilon_e)} + 4 \left( \frac{\epsilon_e - \epsilon_m}{2\epsilon_e + (1-L_z)(\epsilon_m - \epsilon_e)} \right) \right] = 0 \quad (6)$$

The permittivity of metal  $\epsilon_m$  is approximated by Drude model

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma} \quad (7)$$

where  $\epsilon_0$  represents the contribution from interband transitions. The bulk plasma frequency  $\omega_p$  is defined as:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m^*\epsilon_0}} \quad (8)$$

In this relation  $N$  is the density of free electrons at room temperature and  $e$  and  $m^*$  indicate charge and effective mass of electron respectively. The damping frequency  $\Gamma$  includes bulk frequency and a term due to particle size:

$$\Gamma = \Gamma_{\text{bulk}} + \frac{AV_F}{r} \quad (9)$$

Where  $A$  is a model-dependent constant whose values have been theoretically justified from 0.1 to 2,  $V_F$  is the Fermi velocity and  $r$  indicates the radius of particle. By adopting Fresnel formula (Eqs.2), the reflection coefficients of light from the interface of air/graphene-coated metal-dielectric nano-composite can be derived [11]

$$r_s(\theta) = \frac{\cos\theta - \sqrt{\epsilon_m(\epsilon_e - \epsilon_m \sin^2\theta) - \sigma(\Omega)}}{\cos\theta + \sqrt{\epsilon_m(\epsilon_e - \epsilon_m \sin^2\theta) + \sigma(\Omega)}} \quad (10-1)$$

$$r_p(\theta) = \frac{\epsilon_e \cos\theta - \sqrt{\epsilon_m(\epsilon_e - \epsilon_m \sin^2\theta) [1 - \sigma(\Omega) \cos\theta]}}{\epsilon_e \cos\theta + \sqrt{\epsilon_m(\epsilon_e - \epsilon_m \sin^2\theta) [1 + \sigma(\Omega) \cos\theta]}} \quad (10-2)$$

### 3. Results and Discussions

Considering a He-Ne laser ( $\lambda=632.8$  nm), a series of numerical calculations were performed to investigate

the reflection shifts off a graphene-coated nanocomposite based on eqs. (1) and (10). The dielectric host is taken to be glass with refractive index of  $n=\sqrt{(\epsilon_d)}$  =1.5 containing randomly oriented spheroidal gold nanoparticles with  $r=10$  nm and depolarization factor of  $L_z$ . The parameters used for gold are  $\epsilon_0=9.9$ ,  $\omega_p=13 \times 10^{15}$  Hz,  $\Gamma_{\text{bulk}}=1.1 \times 10^{14}$  Hz,  $V_F=1.4 \times 10^6$  ms<sup>-1</sup>,  $A=2$  [11]. To exhibit the potentiality of composite in tuning the shifts, we study the case when the volume fraction of gold nanoparticles varies in the substrate.

Fig. 5 shows the reflection shift of a TM wave from composites of various filling factors  $f$ .

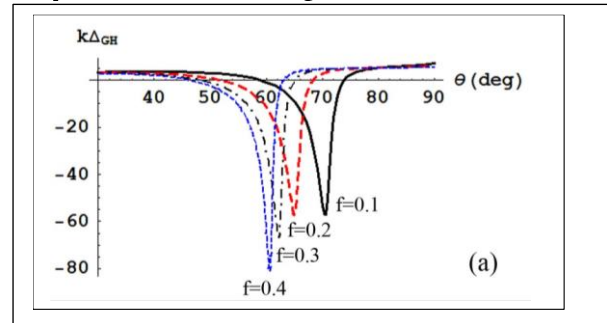


Fig.2. (a) Spatial and (b) angular GH shifts of TM-wave in graphene-coated composites of gold nanoparticles with different filling volumes [(a)  $L_z=0.5$ , (b)  $L_z=0.55$ ].

As more particles are embedded in the dielectric, the amount of spatial shift increases and the location of deep changes to smaller incident angle simultaneously (Fig. 2(a)). Meanwhile, we are able to set the spatial shift to zero by choosing a nearly half-filled glass as the substrate ( $f=0.55$ ) regarding to Fig. 2(b). Same type of behaviour is found for the angular shift. To understand the influence of particles' morphology, spatial and angular shifts are plotted versus incident angle for diverse depolarization factors in Fig.3.

When the particles are nearly spherical ( $L_z \sim 0.3$ ) the lowest amount of negative shift is obtained around  $\theta=30^\circ$ . However, non-spherical particles lead to higher values. Using oblate particles with depolarization factors  $L_z > 0.55$ , the spatial shift switches to positive amounts as seen in Fig. 3(a).

Finally, to investigate the effect of polarity of light on reflection shifts, a comparison between various polarizations is characterized in Fig. 7. We observe that GH shifts show distinguished manner depending on polarization. When the polarity of light changes from TM to TE ( $\alpha=0^\circ$  to  $\alpha=90^\circ$ ), the spatial shift grows and the deep occurs at larger  $\theta$ . Meanwhile, in this case one needs to approach grazing incident angles in order to obtain positive shifts (Fig. 7(b)). Interestingly, the influence of polarity on angular shift depends on incident angle and seems adverse for  $\theta > 55^\circ$  i.e.  $\theta_{\text{GH}}$  decreases slightly in

this region. The location of deep in angular shift moves to smaller  $\theta$  accordingly.

The spatial and angular IF shifts of this system are studied as well and the results are available in [11].

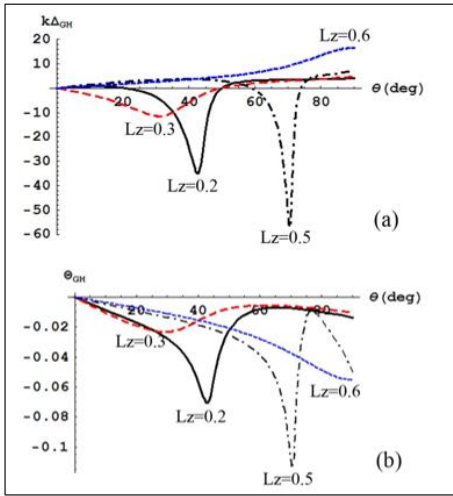


Fig.3. (a) Spatial and (b) angular GH shifts of TM-wave in graphene-coated composites of gold nanoparticles of different shapes.

#### 4. Conclusion

The electrical properties of composite material are closely related to the morphology and concentration of the embedded metallic nanostructures. This gives an effective conductivity to the graphene-composite system which adds extra degrees of freedom to adjustability of reflection shifts. For example, while a graphene-dielectric surface enhances reflection shift of only TM wave, it is possible to suppress this shift and empower the reflection of TE wave in turn by using a composite with proper features. These properties make graphene-composite hybrids suitable for a variety of applications including sensitive sensors and optical switching.

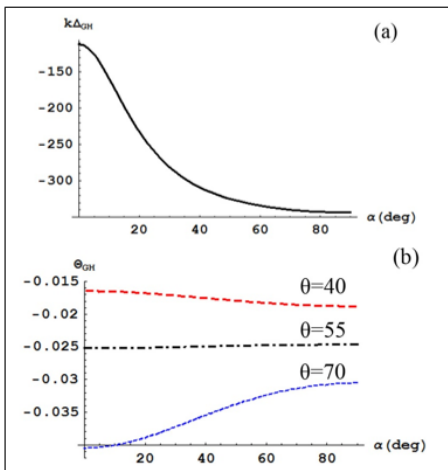
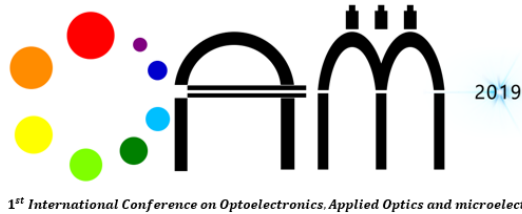


Fig.4. Reflection shifts as a function of polarization angle. (a) The spatial shift is plotted for  $f=0.1$ ,  $L_z=0.4$ ,  $\theta=51^\circ$ . (b)

The angular shift is plotted for  $f=0.1$ ,  $L_z=0.55$  at three different radiation angles  $\theta=40^\circ$ ,  $\theta=55^\circ$ ,  $\theta=70^\circ$ .

#### REFERENCES

- [1]. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed., Pergamon, London (2005).
- [2]. F. Goos and H. Hänchen, "Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion," *Ann. Phys.* 436, 333–346(1947).
- [3]. C. Imbert, "Calculation and Experimental Proof of the Transverse Shift Induced by Total Internal Reflection of a Circularly Polarized Light Beam," *Phys. Rev. D* 5, 787(1972).
- [4]. Xinxing Zhou, Lijuan Sheng<sup>1</sup> and Xiaohui Ling, *Scientific Reports* 8, 1221(2018); Xiaohui Ling, Xinxing Zhou et al., *Rep. Prog. Phys.* 80, 066401 (2017).
- [5]. M. Merano, A. Aiello, G. W. 't Hooft, M. P. van Exter, E. R. Eliel, and J. P. Woerdman, "Observation of Goos-Hänchen shifts in metallic reflection," *Opt. Express* 15 (24), 15928–15934 (2007).
- [6]. E. Norouzi Afshar and A. Namdar, Investigation of temperature dependent tunable Goos-Hänchen shift at the interface of dielectric-nanocomposites containing non-spherical nanoparticles, *Mater. Res. Exp.* 6 015054 (2018).
- [7]. M. Piralaee et al., "Modeling and optimizing the performance of plasmonic solar cells using effective medium theory," *Phys. Lett. A* 381, 5 489-493(2017).
- [8]. M. Ornigotti and A. Aiello, "Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts for bounded wavepackets of light," *J. Opt.* 15, 014004 (2013).
- [9]. C. Noguez, "Surface Plasmons on Metal Nanoparticles: The Influence of Shape and Physical Environment," *J. Phys. Chem. C*, 111 (10), pp 3806–3819 (2007).
- [10]. Lihong Shi et al., "Superlens from metal-dielectric composites of nonspherical particles," *Phys. Rev. B* 76, 045116 (2007).
- [11]. M. Zoghi, "Reflection shifts in a graphene-coated dielectric-metal composite of non-spherical particles," *Opt. Comm.* 451, 15, pp 160-167 (2019).



Aug. 17-19, 2019

# Two- Level-Like Behavior of a Three-Level Atom in V Configuration Trapped in an Optical Cavity with Multiphoton Transition

Babak Parvin\*

*Physics Department, Faculty of Basic Sciences, University of Maragheh, P.O. Box 55181-83111, Maragheh, Iran,  
parvin@maragheh.ac.ir*

**Abstract-** This paper reviews the theoretical investigation of a three-level atom in the V configuration enclosed in a single-mode cavity with multiphoton transition under several applied conditions in the time dependent regime. The transition between the first and second atomic levels occurs through the number of  $q$  photons. A closed set of equations describes the temporal behavior of the atom-cavity system. The numerical solution of these equations is implemented by the fourth-order Runge-Kutta method. In a weak driving limit along with multiple other circumstances, the three-level atom illustrates a similar manner to an effective two-level one for each separate transition. The results of the three-level atomic simulations confirm the utilized constrains in the two-level atomic model according to the plotted curves in an appropriate way.

**Keywords:** atom-cavity interaction, master equation, multiphoton transition, fourth-order Runge-Kutta method, time dependent regime.

## 1. Introduction

The discussion of the multiphoton absorption and emission in the systems with and without decay processes have been widely investigated [1-5]. In the previous work, the treatment of a three-level atom in  $\Lambda$  configuration with multiphoton transition has been studied in the steady-state regime [6] but here we want to consider the temporal behavior of a three-level atom in another configuration with multiphoton transition under several specific conditions. The transformation stages of the three-level atom in the  $V$  configuration trapped in an optical cavity into an effective two-level one is discussed for various transitions. By applying multiple conditions, this transformation takes place and the plotted results in diagrams adequately verify these conversions and also in this case it can be said that this three-level atom reveals a similar behavior to the two-level one. Because of lack of space, only the general conclusions have been written and for more complete discussion about an open form of equations and other parameters [6] can be referred.

## 2. The Three-Level Atom in the $V$ Configuration

The three-level atom in the  $V$  configuration with multiphoton transition as indicated in Fig. 1 is enclosed in a single-mode Fabry-Perot optical cavity. The atomic energy levels are 1, 2 and 3. The 1-3 atomic transition is driven by a classical field with the Rabi Frequency  $\Omega$  at the resonance. For convenience, the Rabi frequency of the classical field is to be considered as a real quantity. It is assumed that the transition between level 1 and level 2 of the atom occurs through the number of  $q$  photons and also the frequency of the 1-2 atomic transition is at the resonance with the  $q$ -photon transition one. The coupling constant between the 1-2 atomic transition with the cavity field mode is  $g$ . The parameter  $\gamma$  ( $\Gamma$ ) is related to the spontaneous emission rate from level 3 to level 2 (level 2 to level 1). The master equation which describes the behavior of the atom-cavity system is written as follows:

$$\begin{aligned} \dot{\rho} = & -i \left[ g(a^q \hat{A}_{21} + a^{\dagger q} \hat{A}_{12}) + \frac{\Omega}{2} (\hat{A}_{13} + \hat{A}_{31}), \rho \right] + \\ & \frac{\gamma}{2} (2\hat{A}_{23} \rho \hat{A}_{32} - \hat{A}_{33} \rho - \rho \hat{A}_{33}) + \\ & \frac{\Gamma}{2} (2\hat{A}_{12} \rho \hat{A}_{21} - \hat{A}_{22} \rho - \rho \hat{A}_{22}) + \\ & \frac{\kappa}{2} (2a \rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a), \end{aligned} \quad (1)$$

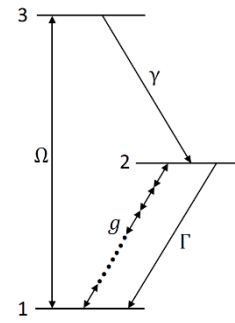


Figure 1. This figure illustrates the three-level atom in the  $V$  configuration with multiphoton transition confined in a single-mode optical cavity.

where  $a$  ( $a^\dagger$ ) is associated with the destruction (creation) operator of the cavity mode. The number of photons that involves in the transition between levels 1 and 2 is  $q$ . The raising and lowering operators between atomic levels  $|i\rangle$  and  $|j\rangle$  are  $\hat{A}_{ij}$ 's and the cavity decay rate is  $\kappa$ . Instead of direct solving the master equation (1), we use the following variables for  $q$ -photon transition in general:

$$C_n = \langle a^{\dagger n} a^n \rangle, \quad n \geq 0 \quad (2)$$

$$H_n = \langle \hat{A}_{22} a^{\dagger n} a^n \rangle, \quad n \geq 0 \quad (3)$$

$$J_n = \langle \hat{A}_{11} a^{\dagger n} a^n \rangle, \quad n \geq 0 \quad (4)$$

$$L_n = i \langle \hat{A}_{31} a^{\dagger n} a^n - \hat{A}_{13} a^{\dagger n} a^n \rangle, \quad n \geq 0 \quad (5)$$

$$F_n = \langle \hat{A}_{32} a^{\dagger n+q-1} a^{n-1} + \hat{A}_{23} a^{\dagger n-1} a^{n+q-1} \rangle, \quad n \geq 1 \quad (6)$$

$$D_n = i \langle \hat{A}_{21} a^{\dagger n-1} a^{n+q-1} - \hat{A}_{12} a^{\dagger n+q-1} a^{n-1} \rangle, \quad n \geq 1 \quad (7)$$

the time evolution of equations (2) to (7) is obtained from the underlying relations:

$$\dot{C}_n = g \sum_{m=1}^q \binom{q}{m} \frac{n!}{(n-m)!} D_{n-m+1} - \kappa n C_n, \quad (8)$$

$$\dot{H}_n = -g D_{n+1} + \gamma C_n - \gamma J_n - (\gamma + \Gamma + \kappa n) H_n, \quad (9)$$

$$\dot{J}_n = g \sum_{m=0}^q \binom{q}{m} \frac{n!}{(n-m)!} D_{n-m+1} + \frac{\Omega}{2} L_n + \Gamma H_n - \kappa n J_n, \quad (10)$$

$$\dot{L}_n = g \sum_{m=0}^q \binom{q}{m} \frac{n!}{(n-m)!} F_{n-m+1} + \Omega C_n - \Omega H_n - 2\Omega J_n - \left( \frac{\gamma}{2} + \kappa n \right) L_n, \quad (11)$$

$$\dot{F}_n = -g L_{n+q-1} - \frac{\Omega}{2} D_n - \frac{1}{2} (\gamma + \Gamma + \kappa(2n + q - 2)) F_n, \quad (12)$$

$$\dot{D}_n = -2g J_{n+q-1} + 2g \sum_{m=0}^q \binom{q}{m} \frac{(n+q-1)!}{(n+q-m-1)!} H_{n+q-m-1} + \frac{\Omega}{2} F_n - \frac{1}{2} (\Gamma + \kappa(2n + q - 2)) D_n. \quad (13)$$



In numerical solution of equations (8) to (13) along with the initial conditions, the classical fourth-order Runge-Kutta method has been utilized here [7,8]. The matrix continued fractions approach can also be applied to solve these time dependent equations [9]. To do so, we consider the column vector  $\phi_n(t)$  for  $n \geq 0$  as in the following:

$$\phi_n(t) = (C_n \ H_n \ J_n \ L_n \ F_n \ D_n)^T, \quad (14)$$

it is supposed that the atom is in the ground state  $|1\rangle$  and the cavity field is in the coherent state  $|\alpha\rangle$  at the initial time, in this situation  $\phi_n(t)$  takes the following form for  $n \geq 0$ :

$$\phi_n(0) = |\alpha|^{2n} (1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0)^T. \quad (15)$$

Thus, the numerical solution related to the desired physical quantities is found. In the next part, the numerical solution of the second atomic level population obtained from the fourth-order Runge-Kutta method in this section is measured with the approximate solution of the second level population derived in that one.

### 3. How to Convert the 3-Level Atom to the 2-Level One

Here, just in the three-photon transition case, how to transform the three-level atom enclosed in the cavity into the two-level one under several special circumstances is clarified in detail in the time dependent regime. In the case where  $\kappa \gg 2g$ , the transition from level 2 to level 1 happens at the following rate:

$$\Gamma_E = \frac{8g^2}{\kappa}, \quad (16)$$

now assuming that  $\Gamma \ll \Gamma_E$ , then  $\Gamma$  can be neglected against  $\Gamma_E$  and the atom trapped in the cavity of Fig. 1 is reduced to the three-level one drawing in Fig. 2(a). Finally, with the application of a weak driving limit in which  $\Omega \ll \gamma$ , the three-level atom created in Fig. 2(a) becomes even simpler. In the weak driving limit, the population of the third atomic level is given by:

$$P_3 = \left(\frac{\Omega}{\gamma}\right)^2 \left(1 - \exp\left(-\frac{\gamma}{2}t\right)\right)^2, \quad (17)$$

the weak driving limit necessitates that  $P_3 \ll 1$ , so with good approximation one can ignore the third level population. In this situation the transition from level 1 to level 2 takes place at the below rate:

$$\gamma_E = \frac{\Omega^2}{\gamma}, \quad (18)$$

in this way the third level is eliminated from computations and the three-level atom of Fig. 2(a) is turned into the two-level one in Fig. 2(b). By using the two-level atomic model and exerting the initial condition, the population of the second level is obtained by the following equation:

$$P_2 = \frac{\gamma_E}{\gamma_E + \Gamma_E} (1 - \exp(-(\gamma_E + \Gamma_E)t)). \quad (19)$$

The curves of the second atomic level population  $P_2$  in the one-photon through three-photon transitions for various numerical values have been plotted in Figs. 3-5 versus the scaled time  $gt$ , respectively. In each figure, the dashed curve is calculated on the basis of the numerical calculations performed by the fourth-order Runge-Kutta technique presented in section 2. The solid graph in any figure is drawn based on the obtained outcomes in this section, the curve of equation (19) is depicted in Fig. 5 in the three-photon transition case. Comparison of the calculation associated with the three-level atomic simulations with the drawn diagrams based on the two-level atomic pattern reflects that the difference between the plotted results is of the order of thousands. Therefore, it can be said that under certain applied circumstances, the given three-level atom can show the behaviors of the two-level one.

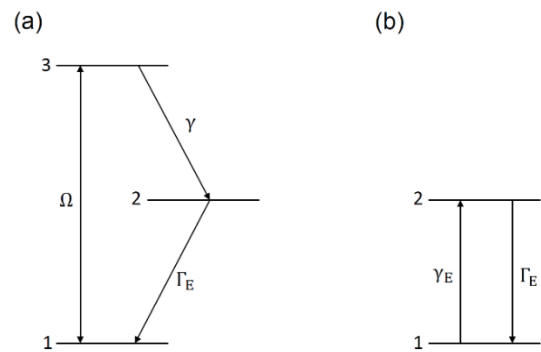


Figure 2. Transformation of the three-level atom to the two-level one in the three-photon transition case:

(a) changing the three-level atom enclosed in the cavity of Fig. 1 into the new three-level one in the situation of  $\kappa \gg 2g$ , (b) converting the three-level atom of model (a) to the two-level one in the case of  $\Omega \ll \gamma$ .

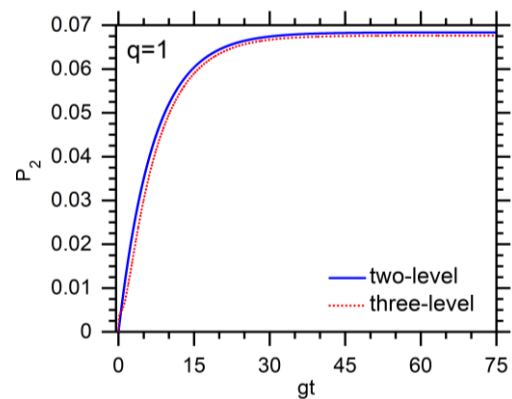
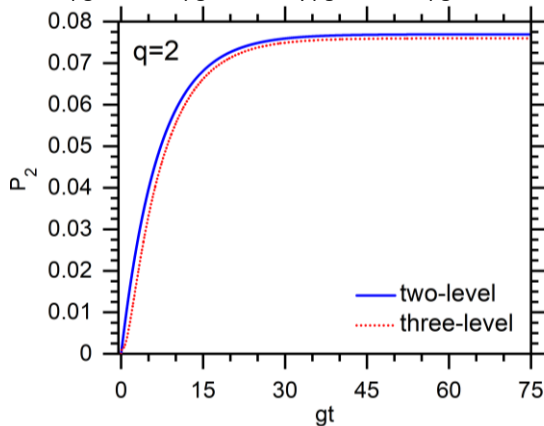


Figure 3. The curves of the second level population for  $\kappa/g = 30$ ,  $\Omega/g = 0.15$ ,  $\gamma/g = 2.3$ ,  $\Gamma/g = 0.001$  and

$|\alpha|^2 = 1$  in terms of  $gt$  in the one-photon transition case.

Figure 4. The diagrams of the second level population for  $\kappa/g = 30$ ,  $\Omega/g = 0.17$ ,  $\gamma/g = 2.6$ ,  $\Gamma/g = 0.001$  and



$|\alpha|^2 = 1$  against  $gt$  in the two-photon transition case.

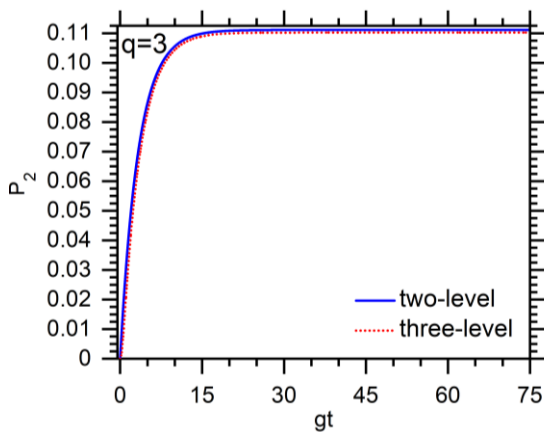


Figure 5. The graphs of the second level population for  $\kappa/g = 30$ ,  $\Omega/g = 0.5$ ,  $\gamma/g = 7.5$ ,  $\Gamma/g = 0.001$  and  $|\alpha|^2 = 1$  versus  $gt$  in the three-photon transition case.

#### 4. Conclusion

The presented results in this work disclose that under specific conditions, the three-level atom in the V configuration with multiphoton transition confined in the single-mode optical cavity can be turned into the effective two-level atom in the time dependent regime. In part 2 the closed set of equations delineates the action of the atom-cavity system for each arbitrary transition which the numerical solution of these equations along with the initial conditions is implemented by the fourth-order Runge-Kutta approach. The approximate equation describing the population of the second level is found in the three-photon transition case in the two-level atomic model in section 3. In this same part, the numerical outcomes of the three-level atomic simulations with the derived curves from plotting the equations related to the two-level atom are shown in Figs. 3-5. The analogy of the curves points that for any separate transition, the three-level atomic simulations are very close to the

two-level atomic results and one can say that the three-level atom trapped in the cavity depicts the same behavior as the two-level one.

#### ACKNOWLEDGMENT

The author would like to thank Dr. Howard J. Carmichael for his comment.

#### REFERENCES

- [1] F. L. Kien, H. T. Dung, and A. S. Shumovsky, "Multiphoton spontaneous emission of an atom in a detuned damped cavity," *Physica A*, vol. 153, pp. 492–501, 1988.
- [2] L.-M. Kuang, X. Chen, and M.-L. Ge, "Influence of intrinsic decoherence on nonclassical effects in the multiphoton Jaynes-Cummings model," *Phys. Rev. A*, vol. 52, pp. 1857–1869, 1995.
- [3] C. V. Sukumar and B. Buck, "Multi-photon generation of the Jaynes-Cummings model," *Phys. Lett. A*, vol. 83, pp. 211–213, 1981.
- [4] E. I. Aliskenderov, K. A. Rustamov, A. S. Shumovsky, and T. Quang, "On the Jaynes-Cummings model with multiphoton transitions in a cavity," *J. Phys. A: Math. Gen.*, vol. 20, pp. 6265–6270, 1987.
- [5] F. L. Kien, M. Kozierowski, and T. Quang, "Fourth-order squeezing in the multiphoton Jaynes-Cummings model," *Phys. Rev. A*, vol. 38, pp. 263–266, 1988.
- [6] B. Parvin, "The improvement of lasing without inversion in the presence of multi-photon transition in a three-level atom confined in an optical cavity in the steady-state regime," *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 132, pp. 180–193, 2017.
- [7] V. Bernat and I. Jex, "Quantum collapse and revival of a two-level atom with intensity-dependent detuning in a finite Q cavity at finite temperature," *Quantum Opt.*, vol. 4, pp. 9–17, 1992.
- [8] G. E. Forsythe, M. A. Malcolm, and C. B. Moler, *Computer Methods for Mathematical Computations*, Prentice-Hall: New Jersey, 1977.
- [9] H. Risken, *The Fokker-Planck Equation: Methods of Solution and Applications*, 2nd ed., Springer-Verlag: Berlin, 1989.

Aug. 17-19, 2019

## مقایسه روش تبدیل فوریه و تبدیل موجک برای تحلیل فریزهای پراش از پله فازی

عباسی، زهرا<sup>۱\*</sup>؛ احدی اخلاقی، احسان<sup>۱،۲</sup>؛ صابر، احد<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup> دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کدپستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱

<sup>۲</sup> مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کدپستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱

<sup>۳</sup> دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، کدپستی ۵۶۱۹۹-۱۱۳۶۷

\*z.abbasi@iasbs.zc.ir

**چکیده:** هنگامی که فاز جبهه موج نور دچار تغییر ناگهانی می‌شود، پراش فرنل از پله فازی رخ می‌دهد. این پدیده به علت برهم‌نهی دو موج هم‌مسیر ایجاد می‌شود. در نتیجه معمولاً در چیدمان‌های ساده و با حساسیت پایین قابل مشاهده است و در مقایسه با روش‌های تداخل‌سنجی حساسیت کمتری به اغتشاشات محیطی دارد. این روش به عنوان روشی کارآمد در اندازه‌گیری‌های متنوع اپتیکی از جمله تعیین ضریب شکست مایعات، ضخامت لایه‌های نازک، طول‌موج نور، گرادیان دما و طیف‌سنجی به کار گرفته شده است. برای استفاده از این روش در اندازه‌گیری‌های اپتیکی، لازم است فریزهای پراش به صورت دیجیتالی تحلیل شود. از میان روش‌های متداول برای تحلیل فریزها، می‌توان به روش جابجایی فاز و تبدیل فوریه اشاره نمود که روش اخیر برای تحلیل فریزهای پراش نیز به کار برده شده است. ولی روش فوریه دارای محدودیت‌هایی است که باعث می‌شود دقت آن در برخی موارد کاهش یابد. در این مقاله، روش تبدیل موجک هیلبرت برای تحلیل فریزهای پراش بررسی شده است و نتایج آن با نتایج حاصل از روش تبدیل فوریه مقایسه شده است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد در حالتی که تعداد فریزهای پراش در پنجره تحلیل کم باشد خطای روش تحلیل فوریه افزایش می‌یابد در صورتی که دقت روش تبدیل موجک در این موارد بیشتر است.

**کلید واژه:** پراش فرنل، پله فازی، تبدیل موجک.

## Comparison of Fourier Transform and Wavelet Transform to Analyze the Diffraction Fringes from the Phase Step

Abbasi, Zahra<sup>1\*</sup>; A. Akhlaghi, Ehsan<sup>1,2</sup>; and Saber, Ahad<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran

<sup>2</sup>Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran

<sup>3</sup>Department of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, 56199-11367, Iran

**Abstract:** When the phase of an optical wave experiences abrupt changes, the Fresnel diffraction occurs. This phenomenon is due to the superposition of two common-path waves with phase difference. Since it can be implemented with low sensitivity to the mechanical vibrations in the experimental setups. This phenomenon has been utilized as an efficient method in various measurements, including refractive index of liquids, thickness of thin films, light wavelength, and temperature gradient. To apply this method in the optical measurements, the diffraction fringes should be analyzed digitally. Common methods for fringe analysis are Phase shift and Fourier transform method, which the last one has been used to analyze the diffraction fringes from a phase step. This method has limitations that make it less accurate in some cases. In this paper, the wavelet transforms for analyzing the diffraction fringes is investigated and the results are compared with the results of the Fourier transform method. The results show if the number of diffraction fringes in the analysis window is not enough, the error of the Fourier analysis method is increased more than the wavelet method.

**Keywords:** Fresnel diffraction, Phase step, Wavelet transform.

## ۱- مقدمه

$$\psi_{a,b}(x) = \frac{1}{\sqrt{b}} \psi\left(\frac{x-a}{b}\right). \quad (2)$$

اگر تبدیل موجک معکوس وجود داشته باشد، سیگنال اصلی با استفاده از رابطه زیر بازسازی می‌شود:

$$f(x) = \frac{1}{C_{\Psi}} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W_f(a,b)\psi_{a,b}(x)}{a^2} da db, \quad (3)$$

که

$$C_{\Psi} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\Phi(k)|^2}{k} dk. \quad (4)$$

بازسازی سیگنال به شرطی امکان‌پذیر است که  $C_{\Psi}$  متناهی باشد [۹ و ۱۰].

## ۳- مقایسه تبدیل موجک و فوریه در تحلیل

## فریزهای پراش

در این بخش فریزهای پراش ناشی از یک پله فازی شبیه‌سازی شده و نیز فریزهای پراش از پله فازی که به صورت تجربی ثبت شده‌اند، با دو روش تبدیل فوریه و تبدیل موجک تحلیل و مقایسه می‌شوند. برای شبیه‌سازی فریزهای پراش از پله فازی، فرض می‌کنیم یک تیغه شفاف اپتیکی به ضخامت  $t$  و ضریب شکست  $n$ ، توسط یک چشمه نقطه‌ای روشن شود، در اینصورت می‌توان با استفاده از انتگرال فرنل-کیرشهف میدان پراشیده در هر نقطه دلخواه روی صفحه مشاهده را محاسبه نمود [۱۱]. توزیع شدت پراشیده از پله فازی به ضخامت ۲ میلی‌متر و ضریب شکست ۱٫۵، تحت تابش موج کروی به طول موج ۶۳۲٫۸ نانومتر برای مقادیر ۴ و ۵ سانتی‌متر فاصله تیغه از روزنه و تیغه از دوربین، محاسبه و شبیه‌سازی شده است [۱۱]. در روش تبدیل موجک، ضرایب تبدیل موجک پیوسته یک بعدی برای طرح فریزهای ثبت شده و تبدیل هیلبرت آن محاسبه شده و سپس با یافتن مقادیر بیشینه قدرمطلق ضرایب و فاز متناظر با هر کدام از آن‌ها، توزیع فاز وابسته به فریزها به دست آورده می‌شود. شکل ۱(الف) طرح فریزهای پراش فرنل از پله فازی شبیه‌سازی شده را نمایش می‌دهد. نمایه توزیع فاز حاصل از بکارگیری روش تبدیل فوریه و روش تبدیل موجک پیوسته یک بعدی در شکل ۱(ب) نشان داده شده است. شکل ۱(ج) اختلاف نمایه فاز حاصل از دو روش ذکر شده با فاز اصلی را نمایش می‌دهد.

فرود یک جبهه موج نوری بر یک پله فازی که فاز نور فرودی را ناپیوسته می‌کند، باعث پراش فرنل می‌شود. به دلیل افزایش دقت اندازه‌گیری و کاهش حساسیت به اغتشاشات محیطی، در مقایسه با روش‌های تداخل‌سنجی، این روش به عنوان روشی کارآمد در اندازه‌گیری‌های متنوع اپتیکی از جمله تعیین ضریب شکست مایعات، ضخامت لایه‌های نازک، ضریب پخش مایعات، گرادیان دما و جابجایی‌های نانومتری به کار گرفته شده است [۵-۱۱]. برای استفاده از این روش در اندازه‌گیری‌های نوری، نیاز به تحلیل فریزهای پراش است. روش‌های گوناگونی برای استخراج فاز از فریزهای تداخلی وجود دارد که می‌توان به روش جابجایی فاز، تبدیل فوریه و تبدیل موجک اشاره کرد [۶]. به علت هم‌مسیر بودن باریکه‌های برهم‌نهی شده، امکان اعمال تغییر فاز بین دو باریکه به سختی وجود دارد و تنها با استفاده از یک طرح شدت توزیع فاز محاسبه شده است. لذا از روش جابجایی فاز برای تحلیل فریزهای پراشی استفاده نشده است. تا کنون برای تحلیل فریزهای پراش از روش تبدیل فوریه استفاده شده است، که دارای محدودیت‌هایی برای تحلیل انواع فریزها است.

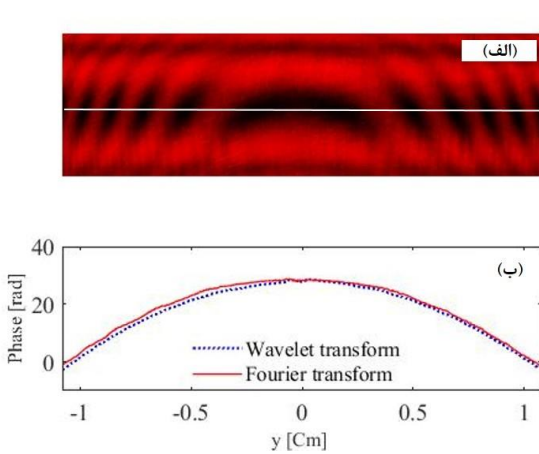
طی دهه گذشته، تبدیل موجک به عنوان یکی از پرکاربردترین تبدیلات ریاضی در حوزه پردازش سیگنال و تصویر، به دلیل ویژگی محلی‌سازی خوب در محدوده زمان-فرکانس، معرفی شده است؛ که مشکلات تبدیل فوریه، به خصوص در پردازش سیگنال‌های ناپایستا را تا حدودی برطرف می‌کند [۷ و ۸]. همچنین از تبدیل موجک برای تحلیل فریزهای تداخلی دوبعدی نیز استفاده شده است [۹ و ۱۰]. در این مقاله از روش تبدیل موجک برای تحلیل فریزهای پراش استفاده شده است و نتایج حاصل از آن با نتایج روش تبدیل فوریه مقایسه شده است. روش ارائه شده بدلیل خاصیت محلی‌سازی تبدیل موجک، نتیجه بهتری را برای فریزهای با فرکانس‌های مختلف و همچنین تصاویر حاوی نوفه، ارائه می‌دهد.

## ۲- تبدیل موجک پیوسته

عملکرد تبدیل موجک پیوسته مشابه با تبدیل فوریه پیوسته می‌باشد و بیشتر برای آنالیز کردن و تشخیص ویژگی‌های سیگنال‌ها به کار می‌رود؛ تبدیل موجک پیوسته یک بعدی تابع  $f(x)$  بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$W_f(a,b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\psi_{a,b}^*(x)dx. \quad (1)$$

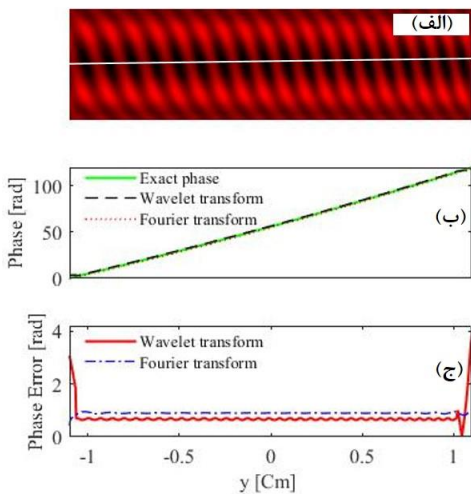
$a$ ، پارامتر انتقال و حاوی اطلاعاتی در مورد مکان است و  $b$ ، پارامتر مقیاس است و با اطلاعات فرکانس در ارتباط است. تابع  $\psi_{a,b}$  که با انتقال و تغییر مقیاس موجک مادر به دست می‌آید به صورت زیر تعریف می‌شود:



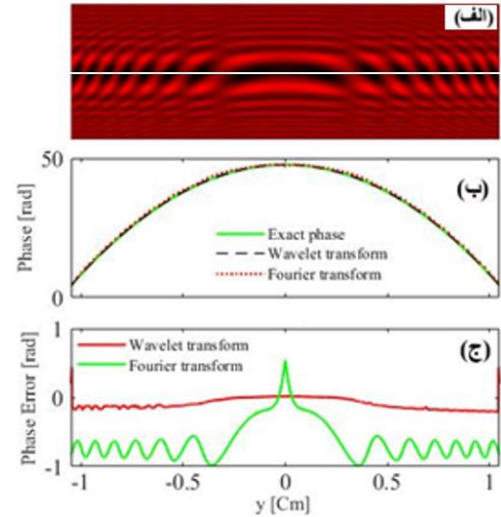
شکل ۳: (الف) طرح فریزهای پراش از پله فازی ثبت شده بصورت تجربی، (ب) توزیع فاز حاصل از دو تبدیل موجک و فوریه در امتداد خط نشان داده شده در (الف).

مشاهده می‌شود که تبدیل موجک پیوسته یک بعدی بدلیل ماهیت چند رزولوشن یعنی استفاده از رزولوشن‌های متفاوت برای فرکانس‌های مختلف موجود در طرح فریزهای پراش، تا حد خوبی موفق عمل می‌کند. تبدیل فوریه بدلیل وجود فرکانس‌های متنوع در طرح پراش در تحلیل فاز فریزها بخوبی عمل نمی‌کند و نسبت به نوفه موجود در طرح پراش حساس است. در ادامه، طرح فریز تک فرکانسی شبیه‌سازی شده و هر دو تبدیل برای تحلیل فاز، مورد استفاده قرار می‌گیرد. نتایج حاصل از اعمال هر دو تبدیل در شکل ۴ آورده شده است.

همان‌طور که در شکل ۴ قابل مشاهده است، تبدیل موجک در تحلیل فاز وابسته به فریزهای تک فرکانس بخوبی تبدیل فوریه عمل می‌کند. در نهایت، تاثیر نوفه اسپیکل و نوفه سفید گاوسی اضافه شده به طرح پراش شکل ۴(الف)، در تحلیل فاز با دو روش تبدیل موجک پیوسته و تبدیل فوریه بررسی شده است.

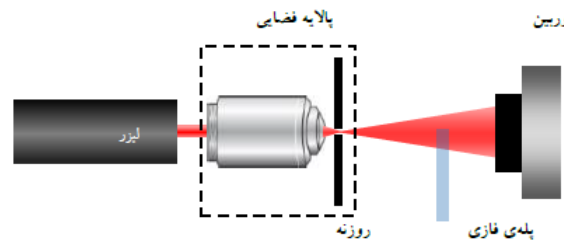


شکل ۴: (الف) طرح فریزهای تک فرکانس شبیه‌سازی شده، (ب) نمایه توزیع فاز حاصل از دو تبدیل موجک و فوریه در راستای خط



شکل ۱: (الف) طرح فریزهای پراش از پله فازی شبیه‌سازی شده، (ب) نمایه فاز اصلی و نمایه فاز محاسبه شده با استفاده از روش تبدیل موجک و فوریه در امتداد خط نشان داده شده در (الف) و (ج) اختلاف توزیع فاز حاصل از دو تبدیل با فاز اصلی در امتداد خط نشان داده شده در (الف).

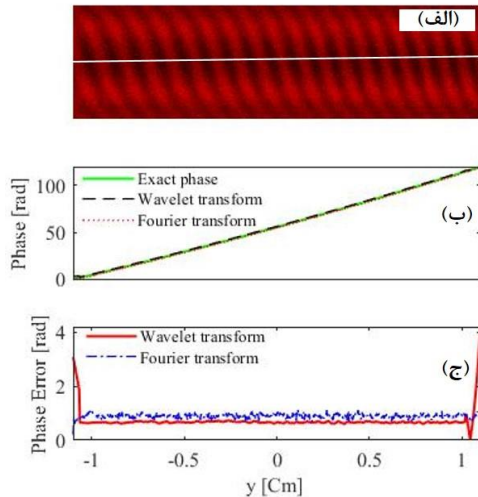
برای ثبت فریزهای پراش از پله فازی بصورت تجربی، از چیدمان نشان داده شده در شکل ۲ استفاده شده است. باریکه خروجی لیزر هلیوم-نئون، از پالایه فضایی عبور کرده و پالایه می‌شود. روزنه پالایه فضایی به عنوان یک چشمه نقطه‌ای عمل می‌کند باریکه خروجی به یک تیغه شیشه‌ای به ضخامت ۲ میلی‌متر و ضریب شکست ۱٫۵ تابیده می‌شود و توزیع شدت پراشیده شده از تیغه توسط دوربین ثبت می‌شود [۱۱].



شکل ۲: طرح کلی از چیدمان آزمایش برای ثبت فریزهای پراش از پله فازی [۱۱].

شکل ۳(الف) طرح پراش از پله فازی که به صورت تجربی ثبت شده و شکل ۳(ب) نمایه فاز حاصل از بکارگیری دو روش تبدیل موجک پیوسته و فوریه در امتداد خط رسم شده در شکل ۳(الف) را نمایش می‌دهند.





شکل ۷: (الف) طرح پراش آلوده به نوفه سفید گاوسی با میانگین ۰ و واریانس ۱، (ب) نمایه فاز حاصل از اعمال دو تبدیل فوریه و موجک و (ج) اختلاف توزیع فاز حاصل از هر دو تبدیل با فاز اصلی.

#### ۴- نتیجه

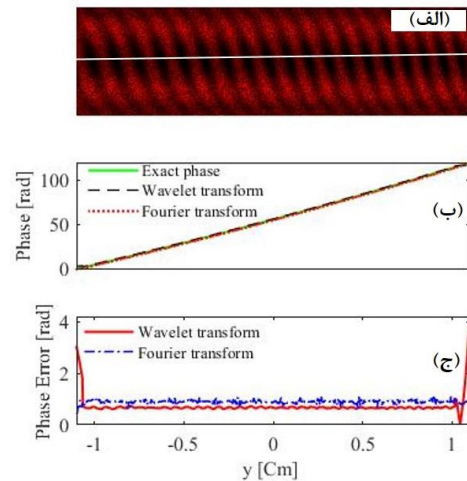
در این مقاله، از دو روش تبدیل موجک پیوسته یک بعدی و تبدیل فوریه، برای تحلیل فاز فریزهای حاصل از پراش از پله فازی استفاده شد. نشان داده شد که با استفاده از تبدیل موجک پیوسته یک بعدی همانند تبدیل فوریه، می توان تنها با داشتن یک الگوی فریز، توزیع فاز را بدست آورد. همچنین نشان داده شد که برای فریزهای با توزیع فاز خطی، روش تبدیل موجک پیوسته یک بعدی نسبت به فوریه تا حدی بهتر عمل می کند و نیز برای فریزهای با توزیع فاز غیرخطی روش تبدیل موجک نتیجه خیلی بهتری می دهد. خطای لیه در روش تبدیل موجک بیشتر از روش فوریه است. هم چنین نشان داده شد که تبدیل موجک پیوسته در تحلیل فریزهای تجربی و فریزهای آلوده به نوفه بهتر از تبدیل فوریه عمل می کند.

#### مراجع

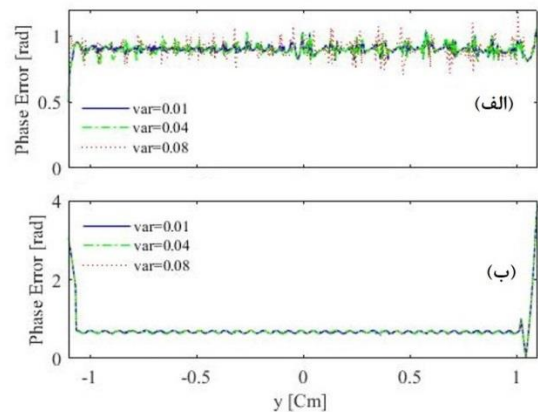
- [1] A. Sabatyan and M.T. Tavassoly, "Determination of refractive indices of liquids by Fresnel diffraction," Optics & Laser Technology, 41, 2009, pp. 892-896.
- [2] M. T. Tavassoly, I. M. Haghghi, and K. Hassani, "Application of Fresnel diffraction from a phase step to the measurement of film thickness," Appl. Opt. 48, 2009, pp. 5497-5501.
- [3] M.T. Tavassoly and Ahad Saber, "Measuring of diffusion coefficient of liquids using Fresnel diffraction from phase step," in: Iran conference of optics and photonics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran, 2015, pp. 1053-1056.

نشان داده شده در طرح پراش و (ج) اختلاف توزیع فاز حاصل از دو تبدیل با فاز اصلی.

به طرح پراش شکل ۴ (الف) نوفه اسپیکل با واریانس ۰/۱ اضافه کرده و نمایه فاز حاصل از دو تبدیل فوریه و موجک و نیز اختلاف فاز حاصل از هر دو تبدیل با فاز اصلی رسم می شود. نتایج در شکل ۵ آورده شده است. در شکل ۶ اختلاف فاز اصلی از فاز حاصل از به کارگیری دو روش فوریه و موجک، به ازای مقادیر ۰/۰۱، ۰/۰۴، و ۰/۰۸ برای واریانس نوفه اسپیکل نمایش داده شده است.



شکل ۵: (الف) طرح پراش آلوده به نوفه اسپیکل با واریانس ۰/۱، (ب) نمایه فاز حاصل از اعمال دو تبدیل فوریه و موجک و (ج) اختلاف توزیع فاز حاصل از هر دو تبدیل با فاز اصلی.



شکل ۶: اختلاف فاز اصلی از فاز حاصل از بکارگیری دو روش فوریه و موجک به ازای واریانس های مختلف نوفه اسپیکل، (الف) تبدیل فوریه و (ب) تبدیل موجک.

به طرح پراش شکل ۴ (الف)، نوفه سفید گاوسی با میانگین ۰ و واریانس ۱ اضافه کرده و نمایه فاز حاصل از دو تبدیل فوریه و موجک و نیز اختلاف فاز حاصل از هر دو تبدیل با فاز اصلی رسم می شود. نتایج در شکل ۷ نشان داده شده است.

Aug. 17-19, 2019

## استخراج خواص مرتبه اول سیستم‌های اپتیکی با استفاده از نمودار دلانو

شهناز رضوی، روح‌اله مرادحاصلی\*

گروه فیزیک، واحد زنجان، دانشگاه آزاد اسلامی، زنجان، ایران

**چکیده:** نمودار دلانو بعنوان یک ابزار مفید در طراحی و تحلیل سیستم‌های اپتیکی معرفی شده است. با ارائه یک مثال روش ترسیم این نمودار مشخص شده است. در ادامه جنبه‌های تحلیلی نمودار دلانو را توضیح داده و روابطی برای تعیین خواص مختلف سیستم اپتیکی ارائه داده‌ایم. مشخص می‌شود که این نمودار روشی بسیار ساده برای تحلیل سیستم اپتیکی در دسترس قرار می‌دهد. پس از رسم نمودار دلانو تنها با استفاده از یک مداد و خط‌کش قادر خواهیم بود ویژگی‌های مرتبه اول سیستم اپتیکی مورد مطالعه را استخراج کنیم. در محیط MATLAB برنامه‌ای با رابط گرافیکی نوشته‌ایم تا نمودار دلانو را ترسیم و تحلیل نماید. در پایان نتایج حاصل از این نمودار را با نتایج ناشی از نرم‌افزار ZEMAX مقایسه کرده‌ایم. نتایج برای خواص مرتبه اول سیستم اپتیکی هم‌خوانی کامل با یکدیگر دارند.

**کلید واژه:** خواص مرتبه اول، ردیابی پرتو، نمودار دلانو، MATLAB، ZEMAX

## Derivation of First Order Properties of Optical Systems by Use of Delano's Diagram

Ruhollah Moradhaseli\*, Shahnaz Razavi

*Department of Physics, Zanjan Branch, Islamic Azad University, Zanjan, Iran*

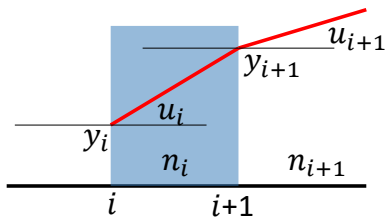
**Abstract-** Delano's diagram is known as a useful method to design and analysis of optical systems. By use of a simple diagram, it has been described how to plot this diagram. Then the analytical aspects of the diagram have been described and useful equations have been derived to extract different properties of the optical system. Delano's diagram provides a simple way to analyze the optical system. When Delano's diagram plotted, one can extract first order properties of the system just using a pencil and a ruler. A simple program has been written in MATLAB using a Graphical User Interface interface. Finally, we have compared the results of this program by those derived by ZEMAX optical design software. The results are in complete agreement for first order properties of the optical system under study.

**Keywords:** Delano's Diagram, First Order Properties, Ray Tracing, MATLAB, ZEMAX



۱- مقدمه

نمودار دلانو ابزاری توانمند در تحلیل مرتبه اول سیستم‌های اپتیکی است. این نمودار اولین بار در سال ۱۹۶۳ میلادی توسط E. Delano معرفی شد [۱]. این روش بنام نمودار دلانو یا نمودار  $\bar{y} - y$  شناخته می‌شود. F. M. Powell در سال ۱۹۷۰ با استفاده از این روش عددی تک‌پارچه را برای ابیراهی صفر بهینه‌سازی کرد [۲]. F. J. López López در سال ۱۹۷۱ نمایش برداری، مختلط و ماتریسی از روش نمودار دلانو ارائه کرد [۳]. وی در سال ۱۹۷۳ پایان‌نامه خود را در زمینه کاربرد این نمودار در طراحی سیستم‌های اپتیکی ارائه داد [۴]. López در سال ۱۹۷۳ طی مقاله‌ای عبارت‌هایی برای محاسبه خواص مرتبه اول و عیوب مرتبه سوم سیستم اپتیکی مورد مطالعه استخراج کرد [۵]. در سال‌های اخیر هم مطالعاتی چند صورت گرفته که نشان‌دهنده قابلیت‌های بالای این روش در تحلیل و بهینه‌سازی سیستم‌های اپتیکی است [۶، ۷].



شکل (۱): انتشار و شکست پرتو در سطوح اپتیکی

در محیط MATLAB برنامه‌ای نوشته‌ایم تا با دریافت اطلاعات سیستم اپتیکی، و با استفاده از معادلات (۱) و (۲) پرتوهای حاشیه‌ای و اصلی را ردیابی کند. مشخصات یک سیستم نمونه به عنوان ورودی این برنامه در جدول ۱ ارائه شده‌اند. این اطلاعات به صورت عددی در یک جدول گرافیکی وارد می‌شوند. در شکل ۲ خروجی گرافیکی دو بعدی برنامه برای انتشار پرتوهای اصلی و حاشیه‌ای از سیستم اپتیکی مشخص شده در جدول ۱ نشان داده شده است. در این شکل پرتوهای حاشیه‌ای (آبی) و اصلی (قرمز) ردیابی و نمایش داده شده‌اند. ملاحظه می‌کنید که دیافراگم بین دو عدسی محدودکننده پرتو حاشیه‌ای بوده و نقش دهانه‌بند را بازی می‌کند. با ردیابی دو پرتو نشان داده شده در شکل ۲ می‌توانیم نمودار دلانو را رسم کنیم. این نمودار در شکل ۳ به صورت خط آبی توپر نشان داده شده است.

جدول (۱): ورودی‌های برنامه تحلیل نمودار دلانو برای سیستم اپتیکی مورد مطالعه. طول‌ها همگی برحسب میلی‌متر هستند.

شماره سطح	نوع سطح	ضخامت سطح	نیم‌قطر دهانه	فاصله کانونی	ضریب شکست
۱	۱	۲۵	۵	inf	۱
۲	۳	۱۰	۱۲/۵	۲۰	۱
۳	۲	۱۰	۵	inf	۱
۴	۳	۱۶	۱۲/۵	۲۰	۱
۵	۹۹	۰	۲/۲	inf	۱

داده‌های مربوط به ارتفاع و جهت پرتوهای حاشیه‌ای و پیرامحوری روی تمام سطوح در جدول ۲ نمایش داده شده‌اند. در این جدول فواصل برحسب میلی‌متر و زوایا برحسب رادیان هستند. حال در موقعیتی قرار داریم که می‌توانیم با استفاده از نمودار شکل ۳ و داده‌های جدول ۲ برخی ویژگی‌ها و خواص مرتبه اول سیستم مورد مطالعه را استخراج کنیم.

نمودار دلانو یک نمودار دوبعدی است. محور افقی آن ارتفاع پرتو اصلی (یا  $\bar{y}$ ) و محور قائم آن ارتفاع پرتو حاشیه‌ای (یا  $y$ ) را نشان می‌دهد [۸، ۹]. با تعیین ارتفاع پرتوهای یاد شده برای هر سطح نقطه‌ای در صفحه  $\bar{y} - y$  بدست می‌آید. نموداری که از اتصال این نقاط بدست می‌آید، بعنوان نمودار دلانو شناخته می‌شود. با تحلیل این نمودار می‌توان خواص مرتبه اول سیستم اپتیکی را تعیین کرد [۵].

این مقاله در ۴ بخش تنظیم شده است. بخش ۱ مقدمه‌ای بود بر نمودار دلانو. در بخش ۲ روابط مربوط به ردیابی پرتو پیرامحوری و نحوه ترسیم نمودار دلانو ارائه شده است. در بخش ۳ با ارائه یک مثال جنبه‌های تحلیلی نمودار دلانو و نحوه استخراج اطلاعات از این نمودار مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در نهایت در بخش ۴ نتایج حاصل از تحلیل نمودار دلانو با نتایج حاصل از نرم‌افزار ZEMAX مقایسه و نتیجه‌گیری ارائه شده است.

## ۲- ردیابی پرتو و ترسیم نمودار دلانو

با استفاده از قوانین حاکم بر انتشار و شکست نور در مرزها، می‌توان مسیر انتشار نور از درون سیستم اپتیکی را مشخص کرد. این عمل ردیابی پرتو نامیده می‌شود. روابط حاکم بر انتشار نور از دیدگاه اپتیک هندسی عبارتند از [۱۰]:

$$y_{i+1} = y_i + u_i t_i \quad (1)$$

$$n_{i+1} u_{i+1} = n_i u_i - y_{i+1} \varphi_{i+1} \quad (2)$$

در این روابط  $y$  ارتفاع پرتو و  $u$  زاویه مربوط به جهت انتشار آن است.  $t$  نشان دهنده ضخامت سطوح است (شکل ۱). در رابطه ۲،

شده و خط واصل را خط همیوگ می نامند. اگر جسم در فاصله مربوط به یکی از نقاط همیوگ قرار گیرد، تصویر در فاصله معادل با نقطه دیگر تشکیل خواهد شد. در شکل ۳ خط همیوگ مربوط به جسم و تصویر بصورت خط چین ضخیم (با رنگ قرمز) نشان داده شده است. دقت کنید که تصویر در سطح ۵ (با توجه به داده های جدول ۲ و مقایسه با شکل ۲) تشکیل می شود.

برای محاسبه فاصله سطوح اپتیکی (فاصله نقاط در نمودار  $(y - \bar{y})$ ) با استفاده از معادله انتشار پرتو (معادله ۱) و کمی اعمال جبری ساده می توان رابطه ای بصورت:

$$t_k = \frac{n_k(y_k \bar{y}_{k+1} - y_{k+1} \bar{y}_k)}{H} \quad (4)$$

بدست آورد. در این رابطه  $t_k$  فاصله و  $n_k$  ضریب شکست بین سطح  $k$  ام و  $k + 1$  ام است. بعنوان مثال فاصله سطوح ۲ و ۳ از یکدیگر با توجه به رابطه ۴ و داده های جدول ۲ برابر با ۱۰ mm بدست می آید. روش دیگر محاسبه این فاصله استفاده از مساحت مثلثی است که بوسیله نقاط مربوط به سطوح  $k$  ام،  $k + 1$  ام و مبدأ ساخته می شود. بدین ترتیب خواهیم داشت:

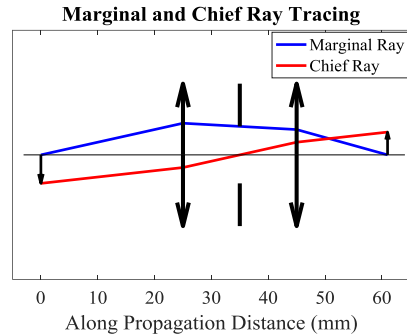
$$t_k = \frac{2n_k A_{k:k+1}}{H} \quad (5)$$

در رابطه ۵،  $A_{k:k+1}$  مساحت مثلث یاد شده در بالا است. برای سطوح ۲ تا ۳ مثلث مورد نظر در شکل ۳ با رنگ آبی پر شده است. پس از تعیین  $t_k$  به سادگی می توان زاویه پرتو حاشیه ای ورودی به سیستم را از رابطه  $u_1 = \frac{y_2 - \bar{y}_1}{t_1}$  بدست آورد. این مقدار برای سیستم شکل ۲ برابر  $0.22 \text{ rad}$  بدست می آید. برای تعیین توان عدسی ها می توان روندی مشابه با محاسبه فواصل سطوح را با استفاده از رابطه ۲ طی کرده و به نتیجه زیر رسید:

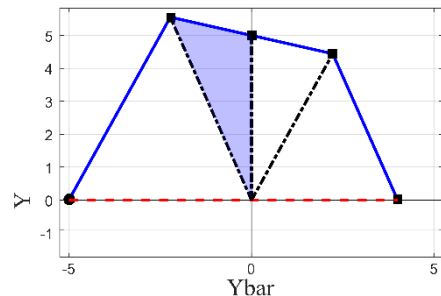
$$\varphi_k = \frac{n_k n_{k-1} (\bar{u}_k u_{k-1} - u_k \bar{u}_{k-1})}{H} \quad (6)$$

با استفاده از این رابطه توان سطح ۲ برابر با  $0.05$  و فاصله کانونی آن  $20 \text{ mm}$  بدست می آید.

مردمک ورودی و خروجی سیستم اپتیکی مورد مطالعه را می توان با امتداد دادن پاره خط فضای جسم (پاره خط اول) و پاره خط فضای تصویر (پاره خط آخر) و قطع آن ها با محور  $\bar{y}$  (یعنی  $\bar{y} = 0$ ) بدست آورد. فاصله هر کدام از این نقاط از مبدأ بیان گر شعاع مردمک خواهد بود. که در این مثال برای هر دو مردمک  $10 \text{ mm}$  بدست می آید. پس از تعیین این نقاط می توان محل مردمک ها را نیز با استفاده از روابط ۴ یا ۵ بدست آورد. پارامترهای مهم دیگری که باید برای یک سیستم اپتیکی تعیین شود عبارتند از محل صفحات اصلی، و کانون های جلویی، پشتی و مؤثر. از تلاقی امتدادهای پاره خط فضای جسم و پاره خط فضای تصویر، نقطه ای بدست می آید که مشخص کننده صفحه اصلی سیستم است. برای تعیین کانون جلویی از مبدأ خطی موازی پاره خط فضای تصویر رسم می کنیم تا



شکل (۲): ردیابی پرتوهای حاشیه ای و اصلی.



شکل (۳): نمودار دلانوی مربوط به شکل (۲).

جدول (۲): اطلاعات پرتوهای حاشیه ای و اصلی. طول ها بر حسب میلی متر و زوایا بر حسب رادیان هستند.

سطح	$y$	$nu$	$\bar{y}$	$n\bar{u}$
۱	۰	۰/۲۲	-۵	۰/۱۱
۲	۵/۵۶	-۰/۰۶	-۲/۲۲	۰/۲۲
۳	۵	-۰/۵۶	۰	۰/۲۲
۴	۴/۴۴	-۰/۲۸	۲/۲۲	۰/۱۱
۵	۰	-۰/۲۸	۴	۰/۱۱

### ۳- تحلیل و تعیین خواص مرتبه اول سیستم

#### اپتیکی با استفاده از نمودار دلانو

در شکل ۳ نقطه شروع نمودار صفحه جسم را نشان می دهد و با دایره توپر نشان داده شده است. سطوح ۲ تا ۵ با مربع های توپر مشخص شده اند. در این نمودار، برای سطوح ۱ و ۵،  $y = 0$  است. این دو سطح به ترتیب صفحات جسم و تصویر هستند. در سطح ۳،  $\bar{y} = 0$  است. آن گونه که از شکل ۲ مشخص است، این سطح مردمک سیستم است. علاوه بر این در سطوح ۲ و ۴ نمودار شکسته و تغییر جهت داده است. این شکستگی ها مشخص کننده عدسی ها هستند. چرخش ساعت گرد نمودار در این شکستگی ها مشخص کننده وجود عدسی هایی با توان مثبت است. هر دو نقطه ای روی نمودار که با یک خط راست گذرنده از مبدأ به یکدیگر متصل شوند، نقاط همیوگ نامیده

اختلاف محل مردمک‌ها از اختلاف در تعیین مبدأ مختصات ناشی شده است. مقایسه نتایج مرتبه اول ناشی از نمودار دلانو با نتایج حاصل از نرم‌افزار ZEMAX نشان می‌دهند که از این روش می‌توان به عنوان ابزاری مطمئن در طراحی اپتیکی استفاده کرد.

مزیت اصلی روش نمودار دلانو سادگی استفاده از آن در استخراج اطلاعات مرتبه اول سیستم اپتیکی مورد مطالعه نسبت به روش ردیابی پرتو معمول است. با مشخص شدن نمودار دلانو فقط با استفاده از یک ممداد و خط‌کش می‌توان تمام خواص مرتبه اول سیستم اپتیکی مورد نظر را استخراج کرد. بعلاوه از روش نمودار دلانو می‌توان در استخراج اطلاعات مربوط به عیوب مرتبه سوم سیستم و ابیراهی‌ها نیز استفاده کرد [۴ و ۵].

## مراجع

- [1] E. Delano, "First Order Design and the  $y - \bar{y}$  Diagram" *App. Opt.*, Vol. 2, No. 12, pp. 1251-1256, 1963.
- [2] F. M. Powell, " $y - \bar{y}$  Diagram Analysis of Two Surface Optical Systems with zero Third-order spherical aberration" *Optical Sciences Center Technical Report*, No. 55, 22 p. University of Arizona, Tucson (May 1970).
- [3] F. J. López López, "Notes on the  $y - \bar{y}$  Diagram. Vector, Complex, Number, and Matrix Representations" *Optical Sciences Center Newsletter*, Vol. 5, No. 3, pp. 101-109, University of Arizona, Tucson (Dec 1971).
- [4] F. J. López López, "The Application of the Delano  $y - \bar{y}$  Diagram to Optical Design." *Ph. D. Dissertation*, University of Arizona, Tucson (Mar 1973).
- [5] F. J. López López, "Analytical Aspects of the  $y - \bar{y}$  Diagram" *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Seminar in Depth Applications of Geometrical Optics*, (Aug 1973).
- [6] M. Schwab and A. Herkommer, "The Delano Diagram, a Powerful Design Tool" *Proc. of SPIE Vol. 7100*, (2008)
- [7] Y. Zhang et al., "High Power Excimer Laser Image Relay System Analysis Using Delano Diagram" *Proc. of SPIE Vol. 8796*, (2013)
- [8] M. J. Kidger, "Fundamental Optical Design" SPIE Press, Bellingham, WA (2001).
- [9] D. Malacara-Hernandez and Z. Malacara-Hernandez, *Handbook of Optical Design*. CRC Press, (2013)
- [10] B. D. Guenther, A. Miller, L. Bayvel and J. E. Midwinter, *Encyclopedia of Modern Optics*. Elsevier,

نمودار را در نقطه‌ای قطع کند. این نقطه مشخص‌کننده کانون جلویی خواهد بود. اگر همین عمل را با پاره خط فضایی جسم انجام دهیم کانونی پشتی بدست می‌آید. مشاهده می‌شود که با استفاده از نمودار دلانو، با داشتن ارتفاع پرتوهای حاشیه‌ای و اصلی روی سطوح اپتیکی و فقط با استفاده از یک ممداد و خط‌کش به سادگی می‌توان تمامی ویژگی‌های مرتبه اول سیستم اپتیکی را استخراج کرد. در بخش ۴ محاسبات مربوط به سیستم اپتیکی فوق و مقایسه نتایج برنامه‌نویسی MATLAB با نتایج حاصل از نرم‌افزار ZEMAX ارائه شده است.

## ۴- نتایج و جمع‌بندی

در جدول ۳ نتایج مربوط به برخی از خواص مرتبه اول سیستم نشان داده شده در شکل ۲ ارائه و با نتایج حاصل از نرم‌افزار ZEMAX مقایسه شده‌اند.

جدول (۳): مقایسه برخی از خواص مرتبه اول بدست آمده از نمودار دلانو با نتایج نرم‌افزار ZEMAX. طول‌ها بر حسب میلی‌متر هستند. ردیف‌های \*دار در نمودار دلانو نسبت به مردمک و در ZEMAX نسبت به جسم سنجیده می‌شوند.

ZEMAX	نمودار دلانو	ویژگی مرتبه اول
۲۰	۲۰	فاصله کانونی مؤثر
۲۰	۲۰	فاصله کانونی پشتی
-۰/۸	-۰/۸	بزرگنمایی پیرامحوری
۶۱	۶۱	طول مسیر ردیابی
۲	۳	شماره سطح مردمک
۵	۵	شعاع مردمک
۳۵	۰	محل مردمک *
۱۰	۱۰	شعاع مردمک ورودی
۴۵	۱۰	محل مردمک ورودی *
۱۰	۱۰	شعاع مردمک خروجی
۲۵	-۱۰	محل مردمک خروجی *

ملاحظه می‌کنید که نتایج بطور کامل با یکدیگر همخوانی دارند. البته در ظاهر اختلاف‌هایی وجود دارد. بطور مثال شماره سطح مردمک در نمودار دلانو ۳ و در ZEMAX ۲ بدست آمده است. این اختلاف از شماره‌گذاری سطوح در دو روش بوجود می‌آید. بعلاوه

Aug. 17-19, 2019

## تعیین مؤلفه‌های کلیدی لیدار به منظور سنجش غلظت بخار آب در جو

فرشید، سلیمانی<sup>۱\*</sup>؛ عباس، بشیری<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده فیزیک کاربردی و ستاره‌شناسی دانشگاه تبریز، بلوار ۲۹ بهمن، تبریز، Farshidsoleymani85@yahoo.com

<sup>۲</sup>مری گروه الکترونیک دانشگاه جامع امام حسین، اتوبان شهید بابائی، تهران، kpbashiri@ihu.ac.ir

**چکیده:** بخار آب به‌عنوان مهم‌ترین گاز گلخانه‌ای موجود در ترکیب جو از اهمیت بالایی در مطالعات جوی و مدل‌سازی انتقال و انتشار نور در جو برخوردار است. لیدار جذب دیفرانسیلی یکی از روش‌های مهم اپتیکی برای سنجش غلظت عددی بخار آب در جو است. در این روش از خطوط منفرد جذبی یا نوارهای جذبی وسیع گازها برای محاسبه ضریب جذب دیفرانسیلی مولکولی استفاده می‌شود و سپس با محاسبه سطح مقطع جذب دیفرانسیلی، غلظت مولکول‌های بخار آب به دست می‌آید. با توجه به خطوط جذب باریک مولکول  $H_2O$  و عوامل متعددی که در محاسبه سطح مقطع جذب دخیل هستند خطای حاصل در محاسبه رطوبت بازیابی شده توسط سیستم لیدار می‌تواند بسیار متفاوت از واقعیت موجود باشد. در این مقاله با بررسی عوامل دخیل در محاسبه رطوبت بازیابی شده روش‌های بهینه برای کاهش خطای محاسباتی معرفی شده است.

**کلیدواژه:** انتشار نور، بخار آب، جو، لیدار

## Determination of Important Parameters of Liadar to Measure the Concentration of Water Vapor in the Atmosphere

Farshid Soleymani<sup>1\*</sup>, Abbas Bashiri<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Research Institute for Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz, Tabriz, Farshidsoleymani85@yahoo.com

<sup>2</sup>Department of physics, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Kpbashiri@ihu.ac.ir

**Abstract-** Water vapor, as the most important greenhouse gas in the atmosphere, plays an important role in atmospheric studies and modeling the transmission and diffusion of light in the atmosphere. Differential absorption LIDAR is one of the most important optical methods for measuring the numerical concentration of water vapor in the atmosphere. In this method, single absorbing lines or wide gaseous absorption bands are used to calculate the molecular differential absorption coefficient, and then, by calculating the differential absorption cross section, the concentration of water vapor molecules is obtained. Due to the narrow absorption lines of the  $H_2O$  molecules and the various factors involved in the calculation of the absorption cross section, the error in the calculation of water vapor measured by the LIDAR system can be very different from the amount of water vapor present in the atmosphere. In this article, the effective parameters of LIDAR are analyzed and a proper LIDAR with the proper structure for water vapor measurement is introduced.

**Keywords:** atmosphere, LIDAR, Light emission, water vapor.

## ۱- مقدمه

مکانیزم‌هایی که به عمق نوری  $\tau$  کمک می‌کنند عبارت‌اند از انقراض ناشی از هواویزها (به علت پراکندگی و جذب)، انقراض ناشی از پراکندگی مولکولی یا رایله و جذب گازی [۳]:

$$\tau(R) = \tau_{ac}(R) + \tau_{Ray} + \tau_{gas}(R) \quad (۳)$$

پس فاکتورهای معادله ۱ شامل  $\beta$  و  $\tau$  را می‌توان بازنویسی کرد:

(۴)

$$\beta(R) \exp(-2\tau(R)) = \beta_{att}(R) \exp(-2\tau_{gas}(R))$$

جمله پس پراکنش و جمله انقراض هواویز و رایله با یک جمله میرایی پس پراکنشی  $\beta_{att}$  بیان می‌شوند. مناطق طیفی وجود دارند که در آن هرگونه جذب توسط گازها در اتمسفر به جز جذب بخار آب قابل اغماض است. برای DIAL بخار آب، دو فرکانس لیزر در چنین منطقه‌ای انتخاب می‌شوند، که یکی از آن‌ها جذب بخار آب قوی‌تر از دیگری دارد. از آنجاکه فرکانس با جذب قوی‌تر معمولاً در مرکز یک خط جذب قرار می‌گیرد، فرکانس آنلاین  $V_{on}$  نامیده می‌شود. فرکانس با جذب کم‌تر، فرکانس آفلاین  $V_{off}$  نامیده می‌شود. چون خطوط جذب بخار آب بسیار باریک هستند، تفاوت بین دو فرکانس می‌تواند بسیار کوچک باشد. در این حالت ویژگی‌های نوری اتمسفر (به جز جذب بخار آب) را می‌توان به صورت مساوی  $\beta_{att,on} = \beta_{att,off}$  در نظر گرفت. با این ساده‌سازی ما می‌توانیم حالات سیگنال دریافتی را برای دو فرکانس و برای دو فاصله مختلف  $R_1$  و  $R_2$  نشان دهیم و آن‌ها را به روش زیر ترکیب کنیم [۳]:

$$\frac{P_{off}(R_1)P_{on}(R_2)}{P_{off}(R_2)P_{on}(R_1)} = \frac{\exp(-2\tau_{H_2O}(R_2))}{\exp(-2\tau_{H_2O}(R_1))} \quad (۵)$$

که در آن عمق اپتیکی بخار آب در فرکانس آنلاین است. توجه داشته باشید که لازم نیست که  $\tau_{H_2O}$  و سایر عوامل تا زمانی که مستقل از برد هستند برای آنلاین و آفلاین یکسان باشند. اکنون می‌توانیم را به عنوان مجموع عمق اپتیکی بین سیستم و  $R_1$  و عمق اپتیکی بین  $R_1$  و  $R_2$  بنویسیم:

$$\tau_{H_2O}(R_2) = \tau_{H_2O}(R_1) + \tau_{H_2O}(R_1 + R_2) \quad (۶)$$

با توجه به قانون بیر - لامبرت ما می‌توانیم را به صورت زیر بازنویسی کنیم:

$$\tau_{H_2O}(R_1, R_2) = \Delta R \bar{\alpha} \quad (۷)$$

که  $\Delta R = R_2 - R_1$  است. بنابراین می‌توان ضریب جذب میانگین  $\bar{\alpha}$  را برای فاصله بین  $R_1$  و  $R_2$  محاسبه کرد. معمولاً برای نشان دادن میانگین فاصله  $\bar{R} = (R_1 + R_2)/2$  به جای  $\alpha$  از  $\bar{\alpha}$  استفاده می‌شود [۵].

سنجش‌ازدور خواص اپتیکی جو با استفاده از لیزر به‌عنوان لیدار شناخته می‌شود. لیدار در آشکارسازی و مطالعه آلودگی‌های شهری، ترکیب منطقه‌ای جو، غبار، ابرها و بسیاری موارد دیگر استفاده می‌شود. در لیدارهای مختلف از فرایندهای اپتیکی مختلفی جهت مطالعه پارامترهای جوی استفاده می‌شود [۱]. پراکندگی می، رایلی، رامان، فلئورسانس و پدیده‌هایی مانند پهن‌شدگی دوپلری و واقطیش تعدادی از این فرایندها هستند. پراکندگی رامان که سازوکار لیدار جذب دیفرانسیلی است، یک فرایند پراکندگی غیر الاستیک است که شامل تغییر سطح انرژی ارتعاشی چرخش مولکول می‌شود. تغییر فرکانس تابش پراکنده به تفاوت انرژی بین حالت‌های مولکولی اولیه و نهایی مربوط می‌شود که برای مولکول فعل‌وانفعال کننده مشخص است. تشخیص گازهای اتمسفر با حساسیت بالا با لیدار جذب دیفرانسیلی (DIAL) امکان‌پذیر است [۲]. تکنیک DIAL از خطوط منفرد جذبی یا نوارهای جذبی وسیع گازها استفاده می‌کند. با انتشار دو طول موج، با استفاده از یکی آن‌ها که بیشتر از دیگری جذب می‌شود، ضریب جذب دیفرانسیلی مولکولی تعیین می‌شود و سپس سطح مقطع جذب دیفرانسیلی برای دو طول موج محاسبه شده و از این طریق غلظت مولکول‌های گاز مورد سنجش به‌طور مستقیم به دست می‌آید [۳].

## ۲- روش محاسبه غلظت عددی بخار آب

در یک لیدار پالس لیزر به جو ارسال شده و سیگنال بازگشتی به صورت تفکیک شده زمانی ثبت می‌شود. سیگنال بازگشتی را می‌توان به صورت زیر نوشت [۴]:

$$P(R) = E_0 \cdot \frac{A_0 c}{2R^2} \cdot O(R) \cdot \xi \cdot \beta(R) \exp(-2\tau(R)) \quad (۱)$$

که در آن  $\tau(R)$  عمق اپتیکی بین سیستم و  $R$ ،  $\beta(R)$  ضریب پس پراکنش در  $R$ ،  $\xi$  گذردهی اپتیک فرستنده و گیرنده،  $c$  سرعت نور،  $A_n$  مساحت تلسکوپ دریافت،  $E_n$  انرژی پالس لیزری منتشرشده و

$$R = \frac{1}{2} c.t$$

$O(R)$  فاکتور همپوشانی است که توضیح می‌دهد چه کسری از نور دریافتی به دلایل هندسی به آشکارساز می‌رسد.

درواقع،  $P$  یک سیگنال گذرا است که در طول زمان ثابت می‌شود. فاصله  $R$  از حجم پراکندگی از طریق زمان پیمایش نور تعیین می‌شود:

(۲)

(۱۳)

عبارت  $\Delta \tilde{\nu}_D$  مربوط به پهنای خط پهن شده داپلری می شود:

$$\Delta \tilde{\nu}_D = \tilde{\nu}_0 \cdot \frac{\sqrt{2k_B}}{c \cdot \sqrt{m}} \cdot \sqrt{T} \quad (۱۴)$$

جایی که  $m$  مربوط به جرم مولکولی است. این نصف پهنای در  $e^{-1}$  است. برای به دست آوردن پهنای در نصف مقدار بیشینه (FWHM) ابتدا باید  $\Delta \tilde{\nu}_D$  به  $2\sqrt{\ln(2)}$  ضرب شود. عبارت  $\Delta \tilde{\nu}_c$  نشان دهنده پهنای خط پهن شده برخوردی است:

$$\Delta \tilde{\nu}_c = \Gamma_c(p_0, T_0) \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\eta_c} \quad (۱۶)$$

جایی که  $\Gamma_c(p_0, T_0)$  پهنای خط اندازه گیری شده در فشار  $p_0$  و دمای  $T_0$  است و  $\eta_c$  مؤلفه ای است که وابستگی دمایی پهن شدگی برخوردی را نشان می دهد. پهن شدگی فشاری و از این رو  $\Gamma_c$  به گونه مولکول پراکنده نیز بستگی دارد. در این راستا، ترکیب اتمسفر را می توان ثابت در نظر گرفت به جز سهم بسیار متغیر خود بخار آب. بنابراین، مابین پهن شدگی ناشی از هوای خشک و پهن شدگی ناشی از بخار آب تمایز قائل می شویم. معادله ۱۶ به شکل زیر خواهد بود [۲]:

$$\Delta \tilde{\nu}_c = \Delta \tilde{\nu}_{c,air} + \Delta \tilde{\nu}_{c,H_2O} \quad (۱۷)$$

که در آن هر دو عبارت حاصل جمع با استفاده از پارامترهای ذکر شده  $\Gamma_c$  و  $\eta_c$  و فشار نسبی محاسبه می شوند. توجه داشته باشید که  $\Gamma_c$  معمولاً ۵ برابر برای بخار آب بیشتر از هوای خشک است و بنابراین خطوط جذبی در هوای مرطوب نسبت به هوای خشک با فشار کل یکسان بیشتر است.

و قدرت خط نیز  $s(T, \tilde{\nu}_0)$  نیز به شکل زیر محاسبه می شود [۶]:

$$s(T, \tilde{\nu}_0) = s(T_0, \tilde{\nu}_0) \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1.5} \cdot \exp\left(\frac{E}{k_B} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad (۱۸)$$

که  $s(T, \tilde{\nu}_0)$  قدرت خط جذبی اندازه گیری شده در  $T_0$  انرژی حالت پایه گذار مورد نظر است، و ثابت بولتزمن است. بنابراین نمودار سطح مقطع جذب  $\sigma$  محاسبه شده به شکل زیر خواهد بود.

$$\alpha(\bar{R}) = \frac{1}{2\Delta R} \cdot \ln\left(\frac{P_{off}(R_2)P_{on}(R_1)}{P_{off}(R_1)P_{on}(R_2)}\right) \quad (۸)$$

اکنون اگر فرض اولیه خود مبنی بر این که در فرکانس آفلاین جذب نداریم را کنار بگذاریم، ضریب جذب تفاضلی به شکل زیر محاسبه می شود [۲]:

$$\Delta\alpha = \alpha_{on} - \alpha_{off} \quad (۹)$$

بدین طریق ضریب جذب تفاضلی از سیگنال دریافت شده از طریق تلسکوپ محاسبه شد.

اما برای به دست آوردن چگالی عددی مولکول های بخار آب  $N_{H_2O}$  بایستی سطح مقطع جذب دیفرانسیلی را نیز داشته باشیم [۲]:

$$N_{H_2O} = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\sigma} \quad (۱۰)$$

سطح مقطع جذب  $\sigma(p, T, \nu, \nu_0)$  یک مولکول آب در فرکانس داده شده  $\nu$  و برای یک خط جذب داده شده به مرکز فرکانس  $\nu_0$  وابسته به دما  $T$  و فشار  $P$  و ترکیب اتمسفر اطراف است. بنابراین،  $\Delta\sigma$  به ارتفاع و آگاهی از فشار بستگی دارد و پروفایل دمایی برای وارونگی DIAL ضروری است. اگر یک خط جذب مناسب برای فرکانس آنالین انتخاب شود، وابستگی دمایی  $\Delta\sigma$  به اندازه کافی کوچک است که پروفایل های فشار و دمای مدل استاندارد جوی و مدل های پیش بینی شده کامپیوتری را می توان به خوبی مورد استفاده قرار داد [۶].

به جای فرکانس  $\nu$ ، مقدار مورد استفاده، عدد موج  $\tilde{\nu} = \nu/c_0$  است، که  $c_0$  سرعت نور در خلأ است. این فرمول اساسی برای محاسبه  $\sigma$  است [۴]:

$$\sigma(p, \nu, \tilde{\nu}_0) = S(T, \tilde{\nu}_0) V(p, T, \nu, \tilde{\nu}_0) \quad (۱۱)$$

که  $S$  مربوط به قدرت خط (Line Strength) و  $\nu$  مربوط به تابع وویت (voigt) که کانولوشن یک منحنی گوسی و یک منحنی لورنتزی است و به شکل زیر محاسبه می شود:

$$V(p, T, \nu, \tilde{\nu}_0) = \frac{1}{\Delta \tilde{\nu}_D \cdot \sqrt{\pi}} \cdot H\left(\frac{\Delta \tilde{\nu}_c}{\Delta \tilde{\nu}_D}, \frac{\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0}{\Delta \tilde{\nu}_D}\right) \quad (۱۲)$$

به طوری که تابع ویت نامیده می شود:

$$H(a, b) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{a^2 + (b-y)^2} dy$$

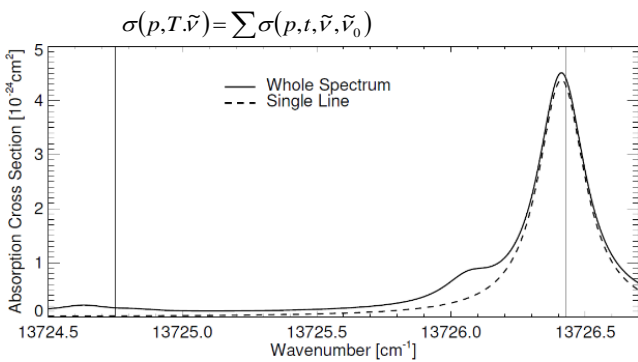


که در آن  $\Delta\tilde{\nu}(p_0, T_0)$  تغییر مرکز خط اندازه‌گیری شده در فشار P و دمای T و  $\alpha$  عبارت مربوط به وابستگی دمایی شیفیت خط است. تفکیک بین هوای خشک و بخار آب معمولاً ضروری نیست زیرا فشارهای جزئی بخار آب که در اتمسفر با آن مواجه هستیم برای ایجاد شیفیت قابل توجه بسیار پایین هستند.

### ۳-۲- سطح مقطع کل

تاکنون، تنها سطح مقطع یک خط جذبی منفرد را در نظر گرفته‌ایم. چنین خطی در شکل ۱ نشان داده شده است. پروفایل برای  $p=1013.25\text{hPa}$  و  $T=296\text{K}$  و  $\rho_{H_2O}=22.6\text{g/m}^3$  محاسبه شده است. می‌توانیم ببینیم که جذب به سرعت از مرکز خط خارج می‌شود، اما به صفر نمی‌رسد. بنابراین برای محاسبه دقیق سطح مقطع در یک عدد موج خاص  $\tilde{\nu}$ ، سهم همه خطوط، یا حداقل آن‌هایی که در مجاورت  $\tilde{\nu}_0$  هستند، باید جمع شود. سطح مقطع کل به شکل زیر داده می‌شود:

(۲۰)



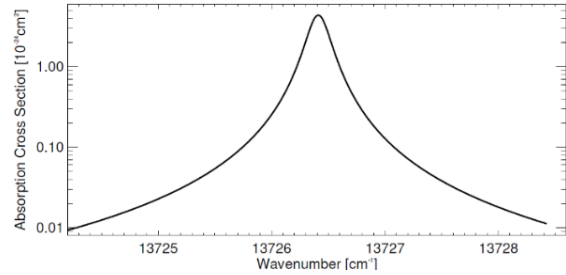
شکل ۳: طیف جذبی بخار آب محاسبه شده با استفاده از تمام خطوط در موجود (خط تو پر) و تنها یک خط جذبی (خط نقطه‌چین). خطوط عمودی موقعیت فرکانس‌های آفلاین و آنلاین را نشان می‌دهد.

### ۳-۳- مسائل اسپکتروسکوپی

در محاسبه سطح مقطع جذب بخار آب  $\Delta\sigma$  از داده‌های اسپکتروسکوپی موجود در سه پایگاه‌های [۷]، گروسمن و بروول [۸]، استفاده می‌شود. تمامی پارامترهای مورد نیاز برای محاسبه  $\Delta\sigma$  در جدول زیر آورده شده است:

جدول ۱: پارامترهای مورد نیاز برای محاسبه سطح مقطع جذب برای یک خط منفرد

Parameter	Description
$E$	Ground state energy
$S$	Line strength
$\Gamma_{c,air}$	Air broadened line width
$\eta_{c,air}$	Exponent for temperature dependence of $\Gamma_{c,air}$
$\Delta\tilde{\nu}$	Pressure shift
$\alpha$	Exponent for temperature dependence of $\Delta\tilde{\nu}$
$\Gamma_{c,H_2O}$	Self broadened line width
$\eta_{c,H_2O}$	Exponent for temperature dependence of $\Gamma_{c,H_2O}$



شکل ۱: پروفایل یک خط جذبی منفرد محاسبه شده در  $\rho_{H_2O}=22.6\text{g/m}^3$ ،  $T=29^\circ\text{C}$ ،  $p=1012\text{hPa}$  با استفاده از داده‌های هایترن.

بدین ترتیب مقدار  $\Delta\sigma$  محاسبه می‌گردد و مقدار  $\Delta\alpha$  نیز در بخش قبل محاسبه شده بود. با قرار دادن این دو مقدار در رابطه (۱۰) چگالی عددی مولکول‌های بخار آب به دست می‌آید.

### ۳- اصلاح محاسبات

از آنجاکه برای سیستم‌های DIAL فرکانس آنلاین همیشه در مرکز یک خط جذب انتخاب می‌شود، تصور می‌شد که کافی باشد که تنها آن خط ویژه را در نظر بگیریم این زمانی می‌تواند مناسب باشد که یک خط جذبی قوی همانند موردی که برای چگالی‌های بخار آب پایین است استفاده شود. اثر خود پهن‌شدگی نیز با توجه به اینکه در شرایط رطوبتی پایین نقش کوچکی ایفا می‌کند نادیده گرفته می‌شود و این ساده‌سازی‌ها در محیط‌هایی مانند محیط استوایی که تحت شرایط مرطوب است، می‌تواند منجر به خطاهای سیستماتیک قابل توجهی در رطوبت بازیابی شده شود. همچنین در محاسبه سطح مقطع جذب نیز بایستی اصلاحاتی در انتخاب پارامترهای اسپکتروسکوپی صورت گیرد. بنابراین الگوریتم محاسباتی را به شرح زیر مورد بازبینی قرار می‌دهیم تا رطوبت اندازه‌گیری شده توسط سیستم لیدار با مقدار واقعی همخوانی داشته باشد:

### ۳-۱- شیفیت فشار

اگر سطح مقطع جذب در یک فشار هوای غیرقابل چشم‌پوشی اندازه‌گیری شود، ماکزیمم‌های خط جذب به عدد موج مختلف و معمولاً بالاتر شیف پیدا خواهند کرد. برای محاسبه صحیح سطح مقطع جذب، عدد موج مرکز خط  $\tilde{\nu}_0$  در معادله ۱۱ و معادله ۱۲، که برای فشار بسیار پایین اعمال شده بود (مرکز خط " خلا " که در آن هیچ جذبی نمی‌تواند اتفاق بیفتد)، باید با مرکز خط انتقال فشار یافته  $\tilde{\nu}'_0$  جایگزین شود [۴]:

(۱۹)

$$\tilde{\nu}'_0 = \tilde{\nu}_0 + \Delta\tilde{\nu}(p_0, T_0) \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^\alpha$$

$\Delta\tilde{\nu}$ : هیچ ارزشی در هایتین داده نشده است. بنابراین، از فرمول تجربی ارائه شده در [۸]، استفاده کنید:

این فرمول در منطقه  $720\text{ nm}$  صدق می کند. فرمول مشابهی در [۷] برای منطقه  $820$  نانومتر داده می شود:

$$\Delta\tilde{\nu}(P_0, T_0) = 0.26\Gamma_{c,air}(P_0, T_0) - 0.036\text{cm}^{-1}$$

$\alpha$ : در هیچ یک از منابع ذکر نشده است. بنابراین، از فرمول تجربی داده شده در [۸]:

$$\alpha = -52\text{cm}\Delta\tilde{\nu}(P_0, T_0) - 0.15$$

استفاده کنید.

$\eta_{c,H_2O}$ : فرمول تجربی را از [9] استفاده کنید:

$$\eta_{c,H_2O} = 3.24\text{cm}\Gamma_{c,H_2O}(P_0, T_0) - 0.68$$

### ۳-۴- نتیجه

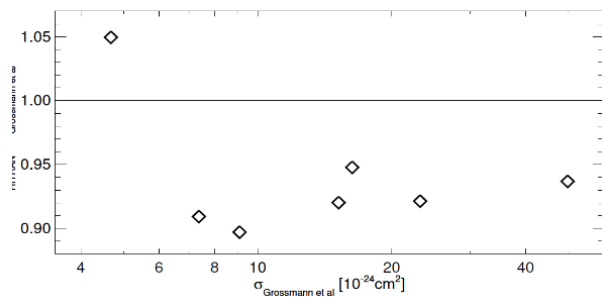
در این مقاله روش محاسبه غلظت بخار آب جو با استفاده از داده های دریافتی از سیستم لیدار بیان شد. عوامل به وجود آورنده خطا مانند نادیده گرفته شدن شیف فشار، استفاده از خط جذبی منفرد و خطا در انتخاب پارامترهای اسپکتروسکوپیک مطرح و روش تصحیح آن ها بیان شد. همچنین سه منبع استخراج پارامتر خط معرفی و داده های آن ها برای حصول دقیق ترین نتیجه در شکل ۴ مورد مقایسه قرار گرفت.

### مراجع

- [1] م. ح. روح الله، "طراحی و ساخت لیدار قطبشی جاروب گر و کاربرد آن در مطالعه آلودگی جو تهران." پایان نامه دکتری. دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان.
- [2] V. A. Kovalev and W. E. Eichinger, *Elastic lidar: theory, practice, and analysis methods*. John Wiley & Sons, 2004.
- [3] C. Weitkamp, *Lidar : range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*. New York: Springer, 2005.
- [4] K. Ertel, "Application and development of water vapor DIAL systems," (in English), 2004.
- [5] V. Wulfmeyer, "Ground-based differential absorption lidar for water-vapor and temperature profiling: development and specifications of a high-performance laser transmitter," *Applied optics*, vol. 37, no. 18, pp. 3804-3824, 1998.
- [6] G. Megie, "Laser remote sensing: fundamentals and applications," *Eos, Transactions American Geophysical Union*, vol. 66, no. 40, pp. 686-686, 1985.
- [7] P. L. Ponsardin and E. V. Browell, "Measurements of H216O linestrengths and air-

منابع مختلف برای استخراج این پارامترها وجود دارد که هیچ کدام از آن ها همه پارامترهای لازم برای محاسبه  $\Delta\sigma$  را فراهم نمی کنند و یا تنها برای خطوط خاصی هستند. علاوه بر این، مقادیر پارامتر خط موجود در منابع مختلف عدم توافق قابل توجهی را نشان می دهند. بنابراین برای به دست آوردن صحیح ترین مقادیر برای پارامترهای خط جذب، ابتدا سعی کردیم دقت منابع مختلف را ارزیابی کرده و آن ها را بر این اساس رتبه بندی کنیم. سپس پارامترهای مورد نیاز را از دقیق ترین منبع موجود انتخاب و در صورت لزوم از طریق فرمول تجربی محاسبه کنیم. شکل ۴ مقایسه ای انجام گرفته برای سطح مقطع جذب به دست آمده از سه منبع هایتین و گروسمن و بروول را نشان می دهد.

می بینیم که  $\sigma$  به طور سیستماتیک در هایتین تا  $10\%$  پایین تر است.

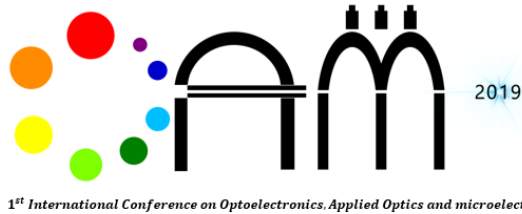


شکل ۴: مقایسه سطح مقطع جذب محاسبه شده با استفاده از داده های دو منبع گروسمن و بروول (در مرکز خط و در شرایط استاندارد)

۱. اگر خط در [۸, ۹] یا [۷] فهرست شده است، تمام پارامترهای موجود را از آنجا بردارید.
۲. همه پارامترهای از دست رفته را در صورت امکان از هایتین بردارید.
۳. اگر خط در [۸, ۹] یا [۷] ذکر نشده باشد، از هایتین استفاده کنید و تمام پارامترهای موجود را از آنجا بردارید.  $\Gamma_{c,air}$  و  $\eta_{c,air}$  و  $S$  و  $\Gamma_{c,H_2O}$  در هایتین برای همه خطوط داده می شود.
۴. پارامترهای که هنوز مفقود هستند به روش زیر تعیین می شوند:
  - E: برای برخی خطوط ضعیف، E در هایتین داده نمی شود. این خطوط همیشه خطوطی هستند که در طول موج واقعی آنلاین متمرکز نیستند. بنابراین تنها زمانی مهم هستند که جناحین آن ها بر سطح مقطع آنلاین یا آفلاین تأثیر بگذارند. این تأثیر تنها در مناطقی که خطوط وسیع هستند مهم است، به طور مثال در ارتفاعات پایین. همان طور که E اساساً برای محاسبه قدرت خط در دماهای پایین مهم است (معادله ۱۸)، مانند ارتفاعات بالا، هیچ مشکلی برای انتخاب صفر به عنوان بهترین ارزش حدسی وجود ندارد.

induced broadenings and shifts in the 815-nm spectral region," *Journal of molecular spectroscopy*, vol. 185, no. 1, pp. 58-70, 1997.

- [8] B. E. Grossmann and E. V. Browell, "Water-vapor line broadening and shifting by air, nitrogen, oxygen, and argon in the 720-nm wavelength region," *Journal of Molecular Spectroscopy*, vol. 138, no. 2, pp. 562-595, 1989.
- [9] B. E. Grossmann and E. V. Browell, "Spectroscopy of water vapor in the 720-nm wavelength region: line strengths, self-induced pressure broadenings and shifts, and temperature dependence of linewidths and shifts," *Journal of Molecular Spectroscopy*, vol. 136, no. 2, pp. 264-294, 1989.



Aug. 17-19, 2019

## تأثیر تکنیک میانبر بر گذار بی‌دررو بر حذف اثر گسیل خود به خودی در اندرکنش اتم سه تراز با میدان لیزری

کیازند، مریم؛ سعادت‌نیاری، مقصود\*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل

**چکیده:** در این مقاله، ابتدا دو تکنیک گذار بی‌دررو تحریکی رامان و میانبر بر گذار بی‌دررو در اندرکنش اتم سه تراز با میدان‌های لیزری معرفی شده و بازده انتقال جمعیت با استفاده از دو تکنیک به صورت عددی، مطالعه شده است. در ادامه، با مطالعه عددی، تأثیر نرخ گسیل خود به خودی از تراز تحریکی بر بازده انتقال جمعیت در دو روش به دست آمده و نشان داده شده است که با استفاده از روش میانبر بر گذار بی‌دررو می‌توان اثر گسیل خود به خودی از تراز تحریکی را به صورت کامل خنثی کرد.

**کلید واژه:** انتقال جمعیت، روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان، روش میانبر بر گذار بی‌دررو، جمعیت تراز هدف، نرخ گسیل خود به خودی

## Effect of Shortcut to Adiabatic Passage on the Elimination of the Spontaneous Emission in the Interaction of a Three-level Atom with the Laser Fields

Kiazand, Maryam; Saadati-Niari, Maghsoud\*

Department of Physics, Faculty of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabi

\*m.saadati@uma.ac.ir

**Abstract:** In this paper, stimulated Raman adiabatic passage and shortcut to adiabatic passage techniques are introduced and the population transfer efficiency using these techniques numerically studied. With numerical study, effect of spontaneous emission of excited level on the population transfer efficiency in two methods is obtained and it is shown that using shortcut to adiabatic passage method, the effect of spontaneous emission can be completely removed.

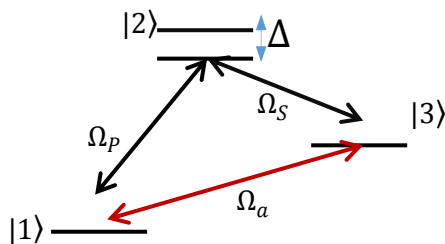
**Keywords:** population transfer, stimulated Raman adiabatic passage, shortcut to adiabatic passage, target level population, spontaneous emission rate

## ۱- مقدمه

روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان مقایسه شده است. در بخش چهارم، اثر گسیل خود به خودی بر گذار بی‌دررو تحریکی رامان با استفاده از پالس‌های گوسین<sup>۷</sup> و سینوسی بررسی شده و نشان داده شده است که با افزایش نرخ گسیل خود به خودی، جمعیت تراز نهایی کاهش می‌یابد. در بخش پنجم به بررسی اثر گسیل خود به خودی در روش میانبر بر گذار بی‌دررو با استفاده از پالس‌های سینوسی می‌پردازیم و در نهایت در بخش ششم نتایج این پژوهش را ارائه می‌دهیم.

## ۲- روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان

در اصل ساده‌ترین مدل روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان، یک سیستم سه تراز می‌باشد که جمعیت تراز  $|1\rangle$  را به تراز  $|3\rangle$  منتقل می‌کند. شکل (۱) (بدون در نظر گرفتن پالس  $\Omega_a$ ) الگوی جفت شدگی میدان‌های برهمکنشی همدوس مربوط به گذار بی‌دررو تحریکی رامان را نشان می‌دهد که تراز اول توسط فرکانس رابی<sup>۸</sup>  $\Omega_P$  (پمپ) به تراز دوم و تراز دوم توسط فرکانس رابی<sup>۹</sup>  $\Omega_S$  (استوکس) به تراز سوم جفت شده است:



شکل (۱). عدم وجود پالس  $\Omega_a$ : الگوی جفت شدگی سیستم سه تراز توسط پالس‌های لیزری  $\Omega_P$  و  $\Omega_S$  برای گذار بی‌دررو تحریکی رامان. با وجود پالس  $\Omega_a$ : الگوی جفت شدگی ترازا توسط پالس‌های  $\Omega_P$ ،  $\Omega_S$  و  $\Omega_a$  برای روش میانبر بر گذار بی‌دررو.

همیلتونی این سیستم در تقریب موج چرخان به صورت زیر است [۲]:

$$H_0(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_P(t) & 0 \\ \Omega_P(t) & 2\Delta & \Omega_S(t) \\ 0 & \Omega_S(t) & 0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

واکوکی<sup>۱۰</sup> این سیستم برابر با

$$\hbar\Delta = (E_2 - E_1) - \hbar\omega_P = (E_2 - E_3) - \hbar\omega_S \quad (2)$$

است که  $E_1$ ،  $E_2$  و  $E_3$  به ترتیب انرژی ترازهای  $|1\rangle$ ،  $|2\rangle$  و  $|3\rangle$  بوده و  $\omega_P$  و  $\omega_S$  نیز فرکانس‌های لیزر هستند. همیلتونی (۱) یک ماتریس از مرتبه سوم است که دارای سه ویژه مقدار<sup>۱۰</sup> می‌باشد که یکی از ویژه مقادیر به صورت زیر می‌باشد:

کنترل همدوس دینامیک سیستم‌های کوانتومی، با توجه به کاربرد آنها در نظریه اطلاعات کوانتومی و اندازه‌گیری کوانتومی، در سال‌های اخیر مورد توجه قرار گرفته است [۱]. در میان الگوهای جفت شدگی مختلف در سیستم‌های کوانتومی، الگوی جفت شدگی سه تراز  $\Lambda$  - گونه با دو تراز زمینه و یک تراز تحریکی بسیار مورد توجه است. در این الگو می‌توان از روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان<sup>۱</sup> [۲] برای انتقال حالت یک سیستم کوانتومی استفاده نمود. گذار بی‌دررو تحریکی رامان تکنیکی برای انتقال مؤثر جمعیت بین دو حالت گسسته کوانتومی است که جفت شدگی آنها با دو میدان تابشی از طریق حالت میانی می‌باشد. در واقع میدان‌های تابشی، پالس‌های پمپ<sup>۲</sup> و استوکس<sup>۳</sup> هستند که در گذار بی‌دررو تحریکی رامان از ترتیب پالس‌های غیر شهودی (استوکس مقدم بر پمپ) برای انتقال جمعیت بین دو تراز استفاده می‌شود. اما با وجود محدودیت‌هایی همانند نیاز به شدت لیزری بالا، در سال‌های اخیر روش‌هایی برای بهینه‌سازی گذار بی‌دررو تحریکی رامان ارائه شده است. یکی از این روش‌ها، روش میانبر بر گذار بی‌دررو<sup>۴</sup> [۳-۵] می‌باشد که به منظور انتقال سریع جمعیت از تراز زمینه اول به تراز زمینه دوم بدون جمعیت‌دار شدن حالت میانی طراحی شده است. همچنین در این روش علاوه بر پالس‌های اصلی پمپ و استوکس از یک پالس کمکی بین ترازهای زمینه استفاده می‌شود. در روش میانبر بر گذار بی‌دررو علاوه بر همیلتونی اصلی، همیلتونی میانبری به آن اضافه می‌شود که شرایط بی‌دررو بودن تحول زمانی سیستم را حفظ می‌کند، به این معنی که اگر سیستم در ابتدا در یکی از ویژه حالات<sup>۵</sup> خود باشد دوباره همان ویژه حالت را در طول تحول زمانی دنبال خواهد کرد. در ادامه، تأثیر گسیل خود به خودی<sup>۶</sup> با استفاده از دو تکنیک مورد بررسی قرار گرفته است. در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان حالت میانی می‌تواند مقداری جمعیت‌دار شود که باعث به وجود آمدن اثر گسیل خود به خودی می‌شود. در حالتی که اثر گسیل خود به خودی به خارج از سیستم باشد، این فرایند به صورت یک عنصر مختلط در قطر اصلی همیلتونی ظاهر می‌شود. اما در روش میانبر بر گذار بی‌دررو با توجه به اینکه تراز میانی جمعیت‌دار نشده و تحول زمانی سیستم بسیار سریع می‌باشد، بنابراین اثر گسیل خود به خودی تأثیری بر بازده انتقال جمعیت ندارد.

این مقاله به صورت زیر بخش بندی شده است. در بخش دوم این مقاله، روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان و نحوه انتقال جمعیت در آن به صورت عددی مطالعه شده است. در بخش سوم روش میانبر بر گذار بی‌دررو برای انتقال جمعیت در سیستم سه تراز معرفی شده و با

<sup>6</sup> Spontaneous emission

<sup>7</sup> Gaussian

<sup>8</sup> Rabi frequencies

<sup>9</sup> Detuning

<sup>10</sup> Eigenvalue

<sup>1</sup> Stimulated Raman Adiabatic Passage (STIRAP)

<sup>2</sup> Pump

<sup>3</sup> Stokes

<sup>4</sup> Shortcut To Adiabatic passage (STA)

<sup>5</sup> Eigenstates

$$\varphi_+(t) = \sin \vartheta \sin \phi |1\rangle + \cos \phi |2\rangle + \cos \vartheta \sin \phi |3\rangle \quad (الف-۸)$$

$$\varphi_-(t) = \sin \vartheta \cos \phi |1\rangle - \sin \phi |2\rangle + \cos \vartheta \cos \phi |3\rangle \quad (ب-۸)$$

دومین زاویه آمیختگی در ویژه حالات بالا  $\tan(2\phi) = \Omega/\Delta(t)$  است. فرض می‌کنیم سیستم ابتدا در یکی از ویژه حالات خود باشد، بر اساس روش بری [۶] با افزودن یک هامیلتونی به صورت  $H_1(t) = i\hbar \sum_m |\partial_t \varphi_m\rangle \langle \varphi_m|$  به هامیلتونی در رابطه (۱)، سیستم

دوباره همان ویژه حالت اولیه را دنبال می‌کند. اگر  $H_1(t)$  در سیستم سه تراز می‌محاسبه نماییم رابطه زیر به دست می‌آید:

$$H_1(t) = i\hbar \begin{pmatrix} 0 & \dot{\phi} \sin \theta & \dot{\theta} \\ -\dot{\phi} \sin \theta & 0 & -\dot{\phi} \cos \theta \\ -\dot{\theta} & \dot{\phi} \cos \theta & 0 \end{pmatrix}, \quad (۹)$$

در هامیلتونی بالا  $\dot{\theta}$  و  $\dot{\phi}$  از روابط زیر به دست می‌آیند [۳]:

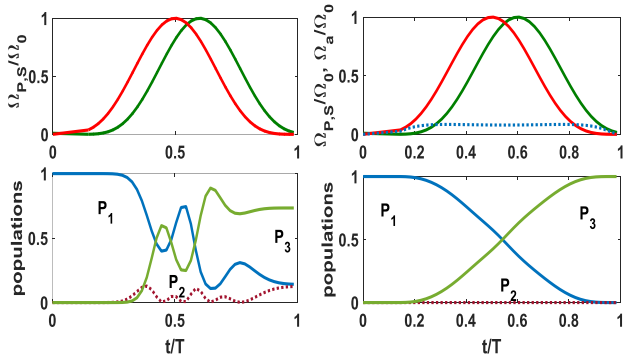
$$\dot{\theta} = [\dot{\Omega}_P(t)\Omega_S(t) - \dot{\Omega}_S(t)\Omega_P(t)]/\Omega^2 \quad (الف-۱۰)$$

$$\dot{\phi} = \{[\dot{\Omega}_S(t)\Omega_S(t) + \dot{\Omega}_P(t)\Omega_P(t)]\Delta(t)\}/[2\Omega(\Omega^2 + \Delta^2)] \quad (ب-۱۰)$$

چون هدف ما انتقال جمعیت از تراز  $|1\rangle$  به  $|3\rangle$  است، بنابراین جملات مربوط به  $\dot{\phi}$  را حذف کرده و تنها جمله مربوط به  $\dot{\theta}$  را در رابطه (۹) باقی می‌گذاریم و بنابراین هامیلتونی رابطه (۹) به صورت زیر در می‌آید:

$$H_1(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & i\Omega_a \\ 0 & 0 & 0 \\ -i\Omega_a & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (۱۱)$$

که  $\Omega_a = 2\dot{\theta}$  می‌باشد. هامیلتونی کل از مجموع دو هامیلتونی  $H_0(t)$  و  $H_1(t)$  به دست می‌آید.



شکل (۳). سمت چپ: تحول زمانی فرکانس‌های رابی و نحوه انتقال

جمعیت در سیستم سه تراز با استفاده از روش گذار بی‌دررو

تحریکی رامان. سمت راست: تحول زمانی فرکانس‌های رابی و نحوه انتقال جمعیت با استفاده از روش میانبر بر گذار بی‌دررو. پارامترهای استفاده شده عبارت‌اند از:  $\Omega_0 = 2\pi \times 2 \text{ MHz}$ ,  $\Delta = 2\pi \times 0.1 \text{ MHz}$ ,

$$T = 4 \mu\text{s}, \text{ و } \tau = .1T$$

$$\varepsilon_0(t) = 0 \quad (۳)$$

ویژه حالات مربوط به ویژه مقدار بالا عبارت است از:

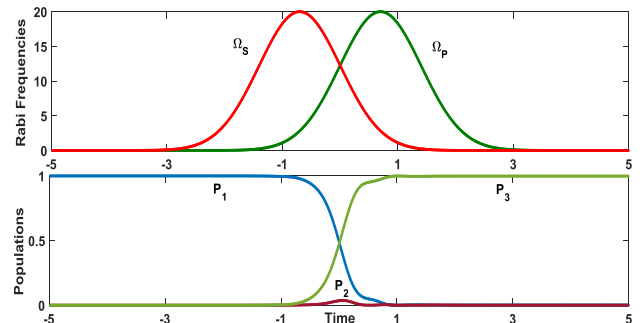
$$\varphi_0(t) = \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |3\rangle \quad (۴)$$

حالت را به اصطلاح حالت تاریک سیستم می‌گویند که شامل تراز  $|2\rangle$  نمی‌شود. زاویه آمیختگی<sup>۱۱</sup> در رابطه بالا برابر است با:

$$\tan \vartheta = \Omega_P(t)/\Omega_S(t). \quad (۵)$$

اگر سیستم ابتدا در حالت تاریک قرار داشته باشد و شرایط گذار بی‌دررو برقرار باشد سیستم در همان حالت باقی خواهد ماند. همچنین با توجه به رابطه (۴)، اگر ترتیب پالس‌ها غیر شهودی باشد، در این صورت جمعیت به صورت کامل از تراز اول به تراز سوم منتقل می‌شود. حال با استفاده از پالس‌های زیر نحوه انتقال جمعیت را در این سیستم سه تراز در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان بررسی می‌کنیم:

$$\Omega_P(t) = \Omega_0 \exp[-(t-\tau)^2], \quad \Omega_S(t) = \Omega_0 \exp[-(t+\tau)^2] \quad (۶)$$



شکل (۲). بالا: تحول زمانی فرکانس‌های رابی  $\Omega_P$  و  $\Omega_S$ . پایین:

انتقال کامل جمعیت در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان. پارامترهای استفاده شده عبارت‌اند از:  $\Omega_0 = 20 \text{ MHz}$ ,  $T = 1 \mu\text{s}$ ,  $\tau = .7 \mu\text{s}$  و

$$\Delta = 0$$

شکل (۲) تحول زمانی فرکانس‌های رابی و همچنین جمعیت ترازها را برای روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان نمایش می‌دهد. با توجه به شکل، در شرایط تشدید ( $\Delta = 0$ ) انتقال کامل جمعیت از تراز اولیه به تراز هدف با انتقال بسیار ناچیز جمعیت به تراز میانی اتفاق افتاده است.

### ۳- روش میانبر بر گذار بی‌دررو

هامیلتونی رابطه (۱) علاوه بر ویژه مقدار صفر دارای دو ویژه مقدار دیگری نیز به صورت زیر است:

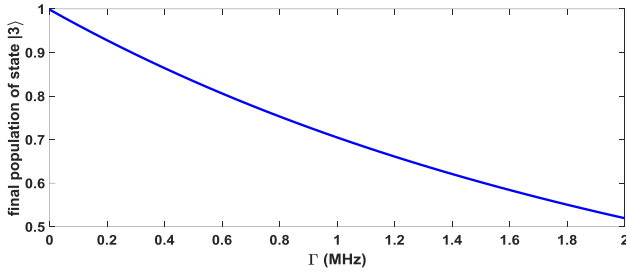
$$\varepsilon_{\pm}(t) = \frac{1}{2} [\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2(t)}] \quad (۷)$$

که  $\Omega = \sqrt{\Omega_P^2 + \Omega_S^2}$  می‌باشد. ویژه حالات مربوط به ویژه مقادیر بالا به صورت زیر به دست می‌آیند:

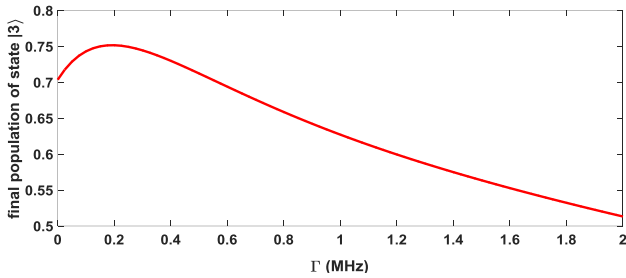
<sup>12</sup> Berry

<sup>11</sup> Mixing angle





شکل (۴). جمعیت تراز نهایی  $|3\rangle$  نسبت به نرخ گسیل در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان با استفاده از پالس‌های گوسین. پارامترهای لیزری مطابق با شکل (۲) می‌باشند.

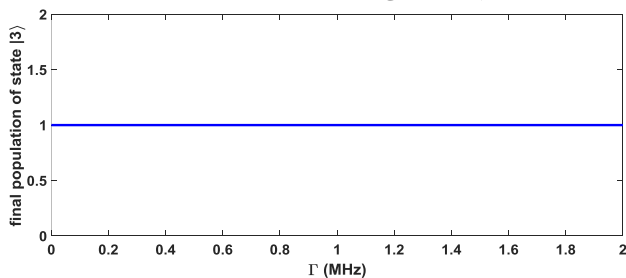


شکل (۵). جمعیت تراز نهایی  $|3\rangle$  نسبت به نرخ گسیل در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان با استفاده از پالس‌های سینوسی. پارامترهای لیزری مطابق با شکل (۳) می‌باشند.

#### ۵- بررسی اثر گسیل خود به خودی در روش میانبر بر گذار بی‌دررو با استفاده از پالس‌های

##### سینوسی

همانطور که در شکل (۳) مشاهده شد، در روش میانبر بر گذار بی‌دررو و با استفاده از پالس‌های سینوسی جمعیت به صورت کامل به تراز سوم منتقل می‌شود. حال می‌خواهیم با افزودن نرخ گسیل خود به خودی به هامیلتونی کل، بازده انتقال جمعیت به تراز  $|3\rangle$  را بررسی کنیم. شکل (۶) جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  را به ازای نرخ‌های مختلف گسیل خود به خودی در روش میانبر بر گذار بی‌دررو و با استفاده از پالس‌های سینوسی را نمایش می‌دهد. مشاهده می‌شود که افزایش نرخ گسیل خود به خودی تأثیری بر جمعیت منتقل شده به تراز  $|3\rangle$  نداشته و به ازای تمام نرخ‌های گسیل خود به خودی جمعیت به صورت کامل به تراز سوم منتقل می‌شود.



شکل (۶). جمعیت تراز نهایی  $|3\rangle$  با توجه به مقادیر مختلف نرخ گسیل خود به خودی در روش میانبر بر گذار بی‌دررو با استفاده از

به منظور مطالعه عددی و مقایسه دو تکنیک با یکدیگر در شکل (۳) از پالس‌های سینوسی به صورت زیر برای انتقال جمعیت در هر دو روش استفاده شده است:

$$\Omega_P(t) = \Omega_0 f(t - \tau), \quad \Omega_S(t) = \Omega_0 f(t)$$

$$f(t) = \begin{cases} \sin^4(\pi t/T) & (0 < t < T) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (12)$$

در شکل (۳) مشاهده می‌شود که در روش میانبر بر گذار بی‌دررو جمعیت به طور کامل از تراز  $|1\rangle$  به تراز  $|3\rangle$  منتقل شده است. اما در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان با وجود اینکه از پالس‌های لیزری با همان شدت استفاده شده است، انتقال کاملی به تراز  $|3\rangle$  رخ نداده است و تراز میانی جمعیت دار شده است.

#### ۴- بررسی اثر گسیل خود به خودی در گذار بی‌

##### دررو تحریکی رامان با استفاده از پالس‌های

##### سینوسی و گوسین

در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان تراز میانی در طول تحول زمانی تا حدودی جمعیت دار شده و می‌تواند به خارج از سیستم گسیل خود به خودی کند. حال به بررسی نرخ گسیل خود به خودی در این سیستم می‌پردازیم که با افزودن نرخ گسیل  $\Gamma$  به هامیلتونی اصلی (۱) ظاهر می‌شود:

$$H_0(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_P(t) & 0 \\ \Omega_P(t) & 2\Delta - i\Gamma & \Omega_S(t) \\ 0 & \Omega_S(t) & 0 \end{pmatrix} \quad (13)$$

شکل (۴) جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  را به ازای نرخ‌های مختلف گسیل خود به خودی در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان و با استفاده از پالس‌های گوسین نمایش می‌دهد. مشاهده می‌شود که با افزایش نرخ گسیل خود به خودی مقدار جمعیت منتقل شده به تراز  $|3\rangle$  به میزان قابل توجهی کاهش می‌یابد. شکل (۵) جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  را به ازای نرخ‌های مختلف گسیل خود به خودی در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان و با استفاده از پالس‌های سینوسی (۱۲) را نمایش می‌دهد. در این حالت حتی در حالتی که نرخ گسیل خود به خودی صفر است، انتقال کامل جمعیت صورت نمی‌گیرد و مشاهده می‌شود که با افزایش نرخ گسیل خود به خودی مقدار جمعیت منتقل شده به تراز  $|3\rangle$  به میزان قابل توجهی کاهش می‌یابد.

پالس‌های سینوسی. پارامترهای لیزری مطابق با شکل (۳) می‌باشند.

## ۶- نتایج

در این مقاله، ابتدا روش گذار بی‌دررو تحریکی رامن و انتقال جمعیت در سیستم سه تراز با پالس‌های گوسین در این روش مطالعه شد. سپس روش میانبر بر گذار بی‌دررو معرفی شده و با روش گذار بی‌دررو تحریکی رامن به صورت عددی مقایسه گردید. در ادامه، با مطالعه عددی تأثیر گسیل خود به خودی بر انتقال جمعیت در روش گذار بی‌دررو تحریکی رامن با استفاده از دو نوع پالس گوسین و سینوسی بررسی شد و نشان داده شد که با افزایش

نرخ گسیل جمعیت نهایی تراز سوم به مقدار قابل توجهی کاهش می‌یابد. همچنین با استفاده از پالس‌های سینوسی در روش میانبر بر گذار بی‌دررو تأثیر نرخ گسیل خود به خودی بر انتقال جمعیت به تراز  $|3\rangle$  به صورت عددی مطالعه شد و مشاهده گردید که نرخ گسیل خود به خودی هیچ‌گونه تأثیری در روش میانبر بر گذار بی‌دررو ندارد. بنابراین در سیستم‌هایی که طول عمر تراز تحریکی بسیار پایین است، می‌توان با استفاده از روش میانبر بر گذار بی‌دررو اثر گسیل خود به خودی را به صورت کامل خنثی کرد.

## مراجع

- [1] M. A. Nielsen, I. L. Chuang, "Quantum Computation and Quantum Information," American J. Phys. 70.558, 2002.
- [2] N. V. Vitanov, A. A. Rangelov, B. W. Shore, K. Bergman, "Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry and beyond," Rev. Mod. Phys. 89, 015006, 2017.
- [3] X. Chen, I. Lizuain, A. Ruschhaupt, D. Guery-Odelin, and J. G. Muga, "Shortcut to Adiabatic Passage in Two- and Three-Level Atoms," Phys. Rev. Lett. 105, 123003, 2010.
- [4] Y. Chen, Q. Chen, Y. Xia, and J. Song, "Efficient shortcuts to adiabatic passage for the fast populations transfer in multiparticle systems," Phys. Rev A 89, 033856, 2014.
- [5] S. Martínez, E. Torrontegui, X. Chen and J. G. Muga, "Shortcuts to adiabaticity in three-level systems using Lie transforms," Phys. Rev A 89, 053408, 2014.
- [6] M. V. Berry, "Transitionless quantum driving," J. Phys. A 42, 365303, 2009.

Aug. 17-19, 2019

## سامانه هدایت کننده پرتو برای دمش محیط های فعال لیزر حالت جامد با دیود نور گسیل

زاهدی دیزجی، سید مرتضی<sup>۱\*</sup>؛ فرهد، امیر حسین<sup>۲</sup>؛ محمودی، محمد<sup>۱</sup>؛ قنبری، سعید<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه زنجان، زنجان

<sup>۲</sup>پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران

**چکیده:** در این مقاله رفتار آرایش هندسی دمش بر پایه بازتابنده های هدایت کننده پرتو به منظور دستیابی به بهترین جفت شدگی نوری میان منابع دمش دیودهای نور گسیل (LED) و محیط های بهره حالت جامد نظیر Nd:YAG، Ce:Nd:YAG و Nd:YLF مورد مطالعه قرار گرفته است. برای این منظور روش ردیابی تصادفی دسته پرتوهای خروجی از چشمه های نوری و محاسبه جذب انرژی باریکه ها در محیط فعال به کار رفته است. نتایج محاسبات عددی نشان می دهد که میزان تابش جذب شده به جنس محیط فعال، تعداد و فاصله LED ها از محیط فعال و گشودگی دهانه بازتابنده ها وابسته است. یافته ها نشان می دهند که بازدهی جذب و توان تابش های جذب شده در محیط های فعال Ce:Nd:YAG و Nd:YLF به ترتیب بیش از ۳۸ و ۲۹ درصد می باشد.

**کلید واژه:** دمش با دیود نور گسیل، لیزرهای حالت جامد، سامانه دمش نوری، محیط فعال

## Guiding-Beam Reflectors System for LED Pumping of Solid State Lasers

Zahedi Dizaji, Seyyed Morteza<sup>1,2\*</sup>; Farahbod, Amir Hossein<sup>2</sup>; Mahmoudi, Mohammad<sup>1</sup>; Ghanbari, Saeed<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Physics Department, University of Zanjan, Zanjan,

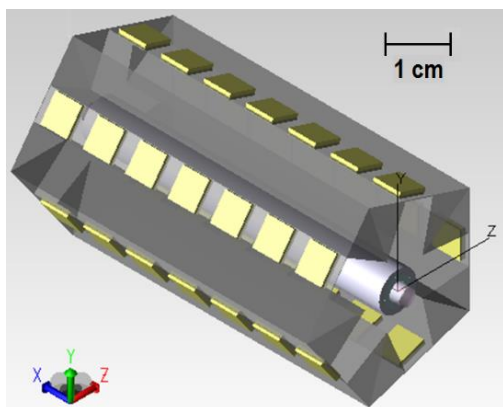
<sup>2</sup>Department of Plasma and Nuclear Fusion, Nuclear Institute of Science and Technology, Tehran, \*m.zahedi01@gmail.com

**Abstract-** In order to achieve the best optical coupling between light emitting diode sources and Solid State active media such as Nd:YAG, Ce:Nd:YAG, Nd:YLF the behavior of optical pumping geometry based on beam guiding reflectors has been studied In this paper. To achieve this purpose, the random ray tracing method of the pump beams and energy absorption in the active media were used. The results of numerical calculations show that the amount of absorbed energy depends on the active media materials, number and distance of LEDs from the active medium and the opening of the reflectors aperture. The results indicated that the absorption efficiency and power of absorbed radiation in active media Ce:Nd:YAG and Nd:YLF are more than 38 and 29 percent respectively.

**Keywords:** LED-pumped laser, Solid State Lasers, Optical pumping system, active medium

## ۱- مقدمه

White 5000-10000K) تشکیل یافته است، شکل ۱. ابعاد هر دیود نور گسیل  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  است و برای خنک سازی، هر LED بر روی یک صفحه مسی به ابعاد  $8 \times 40 \text{ mm}^2$  نصب شده است.



شکل (۱): چیدمان سامانه دمش نوری میله لیزر با ۵ ردیف دیود نور گسیل.

به منظور غلبه بر انتقال بیشینه گرما از منابع دمش به محیط فعال لیزر، بروز گرادپان شعاعی دما و در پی آن تغییر ضریب شکست محیط فعال و بروز پدیده ناخواسته عدسی گرمایی، میله لیزر به قطر ۳ و طول ۶۰ میلیمتر درون یک لوله شیشه‌ای از جنس پیرکس به ضخامت ۱ و قطر خارجی ۷ میلیمتر نصب شده است و خنک سازی با عبور جریان آب در فضای میان شیشه و میله لیزر صورت می‌گیرد. نمودار بینایی توان تابشی دیودهای سفید در شکل ۲ آمده است که تطبیق طیفی مناسب با باندهای جذبی محیط‌های فعال از خود نشان می‌دهد.

پژوهش‌های به عمل آمده در زمینه دمش محیط‌های فعال حالت جامد لیزر به کمک دیودهای نورگسیل<sup>۱</sup> (LED)، کارایی روش مذکور را به خوبی نشان می‌دهد [۱-۶]. علی‌رغم ارائه برخی راهکارهای خاص نظیر مبدل‌های Ce:YAG برای افزایش بازدهی و توان خروجی لیزر با دمش LED [۲]، با این حال ارتقای انرژی و توان نوری نوسانگرهای لیزر با دمش دیودهای نورگسیل همچنان مستلزم تلاش‌های فناورانه بیش‌تری است.

در پژوهش‌های مراجع ۱ و ۵، دمش نوری بر پایه هدایت مستقیم پرتوهای دیودهای نور گسیل با کم‌ترین فاصله سطح تابندها تا سطح جانبی محیط فعال لیزر و نرخ تکرار بسیار پایین‌تر در حد ۰/۱ هرترت استوار است. روش مذکور علی‌رغم سادگی اجرا و جفت‌شدگی مناسب جذب میان تابش‌ها و محیط فعال، با محدودیت‌های جدی نظیر دشواری خنک‌سازی دیودهای نوری و محیط فعال روبرو است که بدین طریق افزایش تعداد دیودهای نوری به منظور ارتقای انرژی خروجی نوسانگر لیزر و همچنین افزایش نرخ تکرار تپ لیزر امکان‌پذیر نمی‌باشد. با توجه به محدودیت‌های اشاره شده و به منظور دستیابی به بهترین جفت‌شدگی نوری میان منابع دمش دیود نور گسیل و محیط‌های بهره‌بردار، حالت جامد نظیر Nd:YAG، Ce:Nd:YAG و Nd:YLF از روش پرتویابی تصادفی دسته پرتوهای خروجی از چشمه‌های نوری برای محاسبه جذب انرژی در محیط فعال استفاده شد تا سامانه نوری پر بازدهی مبتنی بر بازتابنده‌های هدایت‌کننده پرتو با قابلیت ارتقای توان و نرخ تکرار لیزر طراحی، ساخته و مورد مطالعه تجربی قرار گیرد. انتظار می‌رود که با استفاده از رویکرد مذکور بتوان به ساخت نوسانگرهای تپی لیزر حالت جامد با قابلیت کنترل پذیری و پایداری فراوان پارامترهای باریکه لیزر در محدوده انرژی ۱ الی ۱۰ میلی ژول دست یافت.

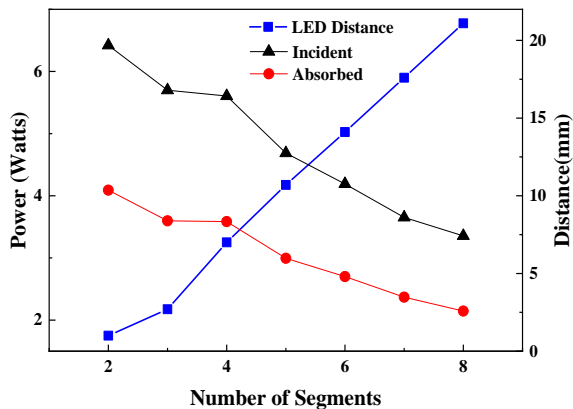
## ۲- ساختار سامانه نوری

نمایه تابش گسیلی از دیود نور گسیل نزدیک به یک توزیع لامبرتی<sup>۲</sup> است و جمع‌آوری تمام شار تابشی و هدایت آن به سوی محیط فعال به کمک سامانه‌های نوری بسیار مشکل است. جهت غلبه بر معضل یاد شده، با استفاده از نرم افزار TracePro و با لحاظ نمودن بیناب جذبی محیط‌های فعال و بیناب تابشی منابع دمش دیود نور گسیل، شکل ۲، در محیط نرم افزار، سامانه نوری بر پایه هدایت پرتوهای منابع دمش از مسیرهای تمام بازتابان به سوی محیط فعال طراحی شد. آرایش مورد نظر از ۲ الی ۸ ردیف LED که هر ردیف حاوی ۷ عدد LED با توان خروجی ۱۰ وات و طیف تابشی سفید Cree X lamp MC-E

<sup>1</sup> Light Emitting Diode (LED)

<sup>2</sup> Lambertian

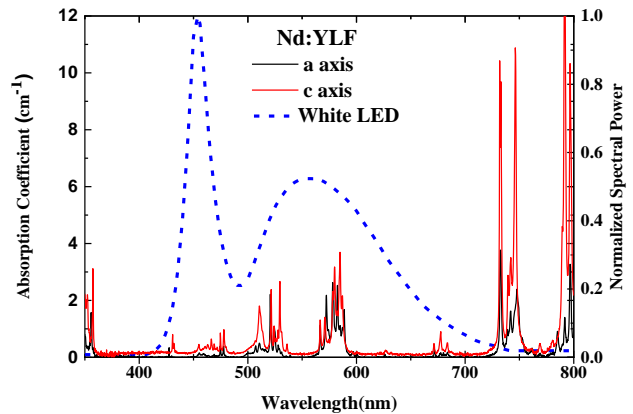
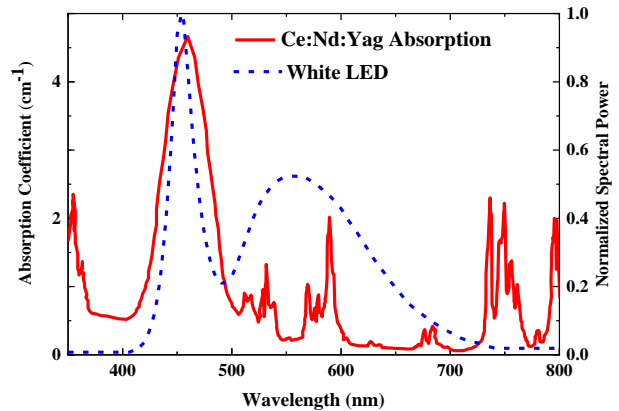
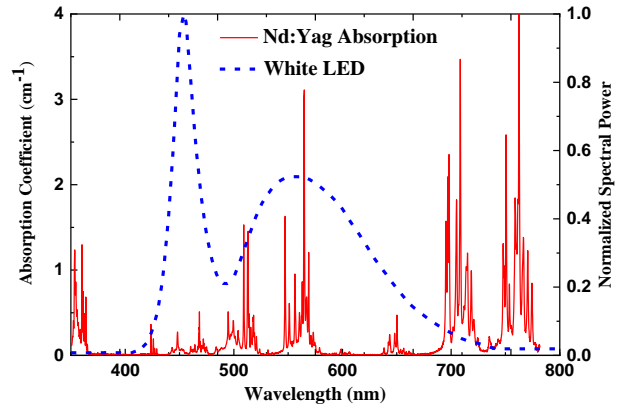
بازدهی فرایند دمش کاهش می‌یابد. به کمک بازتابنده‌های هدایت کننده پرتو (GR) با پوشش نقره با ضریب بازتاب در حد ۹۲٪، هدایت تابش-های جذب نشده به سمت محیط فعال می‌توان میزان تابش برخوردی و جذب شده در محیط فعال و بازدهی فرایند دمش را افزایش دهیم. شکل ۳ چگونگی تغییرات فاصله یک LED با توان تابشی ۱۰ وات از سطح محیط فعال و توان تابشی برخوردی و جذب شده در محیط فعال برای ساختارهای مختلف چند وجهی را نشان می‌دهد که برای ردیابی تصادفی دسته پرتوهای خروجی از ۲۳۱۸ پرتو در هر دسته از چشمه‌های نوری و محاسبه جذب انرژی باریکه‌ها در محیط فعال Ce:Nd:YAG استفاده شده است.



شکل (۳): چگونگی تغییرات فاصله LED از مرکز محیط فعال و توان تابشی برخوردی و جذب شده در محیط فعال برای ساختارهای مختلف چند وجهی برای یک LED با توان تابشی ۱۰ وات.

با لحاظ نمودن بیناب جذبی محیط های فعال و بیناب تابشی منابع دمش دیود نور گسیل در بازه ۳۵۰ تا ۸۰۰ نانومتر با طول گام ۲ نانومتر در محیط نرم افزار، سامانه نوری بر پایه هدایت پرتوهای منابع دمش از مسیرهای تمام بازتابان به سوی محیط فعال طراحی و شبیه سازی شد. در شکل ۴ رفتار بینایی توان تابشی دیود نوری سفید (خط چین)، دریافت شده در سطح محیط فعال (خط پیوسته سیاه) و جذب شده در محیط های فعال Nd:YAG، Ce:Nd:YAG و Nd:YLF (خط پیوسته قرمز) نشان داده شده است.

مساحت زیر منحنی بیناب توان تابشی دیود نوری سفید در سطح تابنده LED (خط چین) برابر با ۱۰۴/۱۶ (واحد اختیاری) می باشد و مساحت زیر منحنی بیناب توان تابشی دیود نوری سفید دریافت شده در سطح محیط فعال (خطوط پیوسته سیاه) و جذب شده در محیط های فعال Nd:YAG، Ce:Nd:YAG و Nd:YLF (خطوط پیوسته قرمز)، و هم پوشانی مساحت زیر منحنی برخوردی و جذب شده و بازدهی فرایند دمش در جدول ۱ آورده شده است.

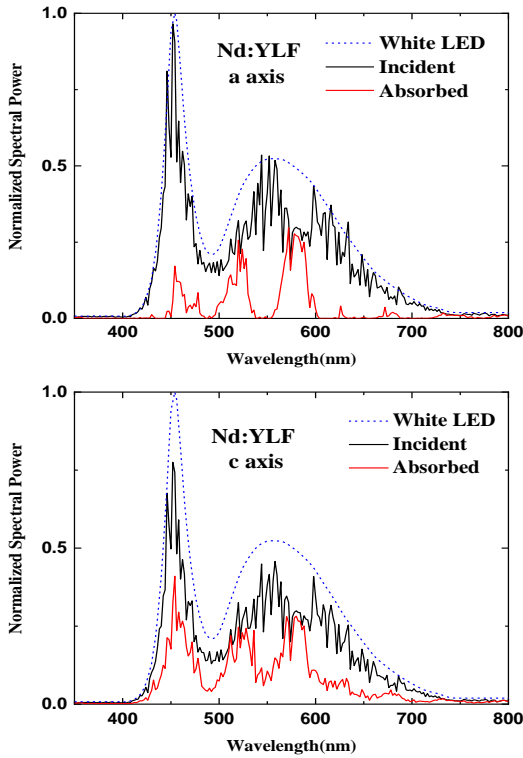


شکل (۲): رفتار بینایی توان تابشی دیود نوری سفید (خط چین)، و باندهای جذبی دمش برای محیط های فعال Nd:YAG، Ce:Nd:YAG و Nd:YLF (خط پیوسته) [۷].

### ۳- بحث و نتایج

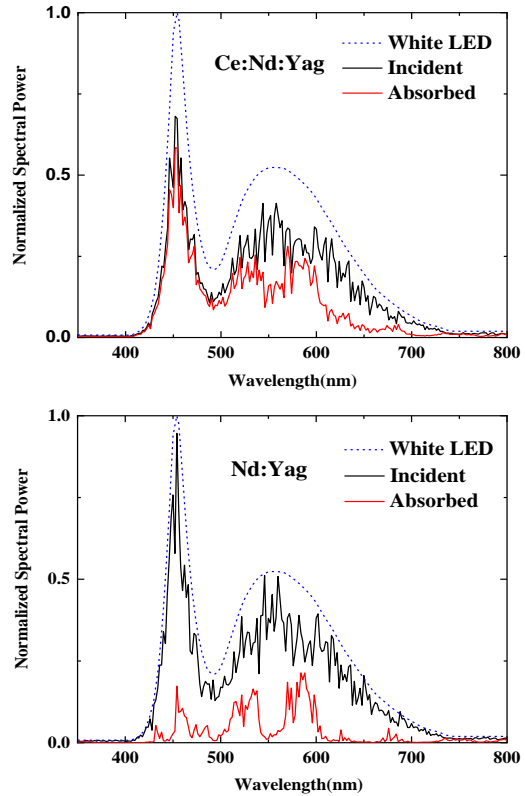
به منظور دستیابی به بهترین جفت شدگی نوری میان دیودهای نور گسیل و محیط فعال لیزر آرایش های هندسی چند وجهی بر پایه بازتابنده‌های هدایت کننده پرتو، مدل سازی و چگونگی جذب تابش‌ها در محیط فعال محاسبه شد. با افزایش تعداد منابع دمش به دلیل افزایش فاصله LED ها تا محیط فعال و بازتابش‌های مکرر پرتوها از سطوح بازتابنده‌ها نهایتاً میزان تابش برخوردی و جذب شده در محیط فعال و

<sup>3</sup>Guiding-beam reflectors (GR)



برای مقایسه معنادار بین انواع مختلف محیط‌های فعال، بازدهی نوری تابش‌های جذب شده با توجه به رابطه (۱) برای یک محیط فعال با ضریب جذب  $\alpha(\nu)(\text{cm}^{-1})$  و قطر  $\rho$  تعریف نموده که  $E(\nu)$  توان تابشی دیود نوری سفید و  $\nu$  فرکانس تابش است.

$$\eta = \int_0^{\infty} E(\nu)(1 - e^{-\alpha(\nu)\rho}) d\nu / \int_0^{\infty} E(\nu) d\nu.$$



شکل (۴): رفتار بینایی توان تابشی دیود نوری سفید، در سطح تابنده LED (خط چین)، توان تابشی دریافت شده سطح محیط فعال (خطوط پیوسته سیاه) و توان جذب شده در محیط فعال Nd:YLF و Ce:Nd:YAG (خط پیوسته قرمز).

جدول (۱): مساحت زیر منحنی بیناب توان تابشی یک دیود نوری سفید برخوردی به سطح محیط فعال و جذب شده در محیط‌های فعال Nd:YLF و Ce:Nd:YAG.

جنس بلور	سطح تابش (واحد اختیاری)	سطح جذب (واحد اختیاری)	بازدهی نوری (درصد)
CeNdYAG	۶۴/۳۵	۴۰/۷۵	۳۹/۱۲
NdYAG	۷۴/۵۱	۱۳/۵۵	۱۳
NdYLF a axis	۷۵/۵۴	۱۴/۷۴	۱۴/۱۴
NdYLF c axis	۶۷/۸۶	۳۱/۵۴	۳۰/۲۸

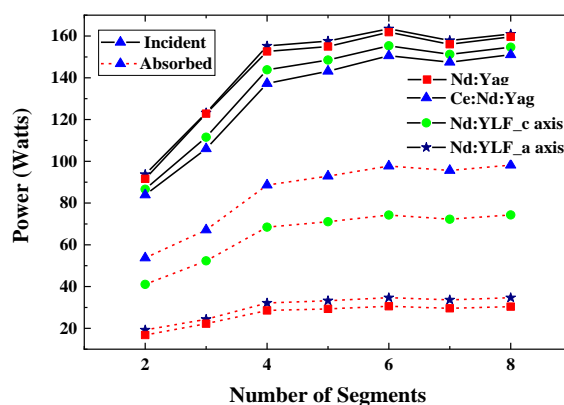
بستگی تغییرات توان تابشی برخوردی (خط پیوسته) و جذب شده (خط چین) در محیط‌های بهره حالت جامد Nd:YAG، Ce:Nd:YAG و Nd:YLF\_a axis و Nd:YLF\_c axis برای ساختارهای مختلف از ۲ تا ۸ وجهی در شکل (۵) آورده شده است. به وضوح مشاهده می‌شود بیش‌ترین میزان تابش جذب شده به ترتیب



- [2] P. Pichon, A. Barbet, D. Blengino, D. Legavre, T. Gallinelli, F. Druon, J.P. Blanchot, F. Balembois, S. Forget, S. Chénais, P. Georges; "High-radiance light sources with LED-pumped luminescent concentrators applied to pump Nd:YAG passively Q-switched laser" *Optics and Laser Technology*. (2017)7-12.
- [3] B. Villars, E. S. Hill, C. G. Durfee. ; " Design and development of a highpower LED-pumped Ce:Nd:YAG laser " *Opt. Lett.* (2015)3049-3052.
- [4] A. Barbet, F. Balembois, A. paul, J. P. Blanchot, A. L. Viotti; "Revisiting of LED pumped bulk laser: first demonstration of Nd:YVO<sub>4</sub> LED pumped laser"; *Opt. let.* (2014) 6731-6734.
- [5] ترکاشوند، مصطفی؛ فرهد، امیر حسین؛ هاشمی زاده، سید علی؛ " لیزر Ce:Nd:YAG با دمش دیود نورگسیل و سویچ Q انفعالی " *مجله پژوهش فیزیک ایران*، جلد ۱۸، شماره ۳، ۱۳۹۷.
- [6] C. Jung, J. Yi, B. Lee, S. Lee, J. Lim, W. Jung, K. Kim, "Lasing Characteristics of a LED-Pumped Nd:KGW Laser", *New Physics: Sae Mulli*, Vol.68, No. 4, pp. (2018) 477-485.
- [7] U. Richard A.; H. Douglas A.; A. Toomas H. "Diode array side-pumped Nd:YLiF<sub>4</sub> laser", *Solid state lasers*, (1990), p. 128 132.

Nd:YLF\_a axis, Nd:YLF\_c axis, Ce:Nd:YAG و در آخر به Nd:YAG مربوط می شود. بیشترین بازدهی جذب مربوط به ساختار دو وجهی است، و بازدهی جذب به ترتیب ۲۵/۳۸، ۲۹/۱۰، ۱۳/۵۵ و ۱۲/۱۶ درصد است که در آن از رابطه (۲) استفاده شده است و  $\eta$  تعداد وجهها و  $E(v)$  توان تابشی کل می باشد:

$$\eta = 7n \times \int_0^{\infty} E(v)(1 - e^{-\alpha(v)\rho}) dv / \int_0^{\infty} E(v) dv. \quad (2)$$



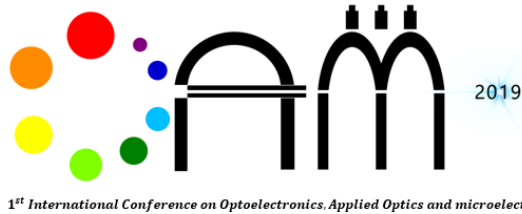
شکل (۵): چگونگی تغییرات توان تابشی دریافت شده (خط پیوسته) و جذب شده (خط چین) در محیطهای فعال و ساختارهای مختلف چند وجهی.

#### ۴- نتیجه گیری

در این مقاله آرایش هندسی ویژه ای به منظور دستیابی به بهترین جفت شدگی نوری میان منابع دمش دیود نور گسیل و محیطهای بهره حالت جامد نظیر Nd:YAG، Ce:Nd:YAG و Nd:YLF با در نظر گرفتن بیناب جذب و تابش در محیط فعال با استفاده از روش پرتویابی تصادفی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج محاسبات نشان می دهند که میزان تابش جذب شده به جنس محیط فعال، تعداد و فاصله LED ها از محیط فعال و گشودگی دهانه بازتابنده ها وابسته است. یافته ها نشان می دهند که بازدهی جذب و توان تابش های جذب شده در محیط های فعال Nd:YLF\_e و Ce:Nd:YAG به ترتیب تا بیش از ۳۸ و ۲۹ درصد می باشد. بر پایه محاسبات ارائه شده اخیراً یک نمونه بازتابنده ۵ وجهی با لایه نشانی نقره ساخته شد که ویژگی های آن برای دمش محیط های فعال حالت جامد تحت بررسی تجربی قرار دارد.

#### مراجع

- [1] M. Tarkashvand, A.H. Farahbod, S.A. Hashemizadeh; "First demonstration of green and amber LED-pumped Nd:YAG laser."; *Laser Physics*. Vol. 28 (2018) 055801-7



Aug. 17-19, 2019

## بررسی تغییرات میزان هموگلوبین تک گلبول قرمز در گذر زمان با استفاده از میکروسکوپ فراطیفی

ملائی، مینا<sup>\*</sup>؛ درودی، احمد<sup>۱</sup>؛ سلطانی، پیمان<sup>۲</sup>؛

<sup>۱</sup>دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان، \*[minamollaei74@gmail.com](mailto:minamollaei74@gmail.com)

<sup>۲</sup>دانشیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان، [A.darudi@gmail.com](mailto:A.darudi@gmail.com)

<sup>۳</sup>دانشجوی دکتری، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان، [Pn.soltani@gmail.com](mailto:Pn.soltani@gmail.com)

<sup>۴</sup>شرکت پرتو افزار صنعت، مرکز رشد واحدهای فناوری دانشگاه زنجان، [Pn.soltani@gmail.com](mailto:Pn.soltani@gmail.com)

**چکیده:** در این مقاله از میکروسکوپ فراطیفی برای بررسی طیف عبوری تک گلبول قرمز در غلظت مشخصی از سرم نمک در گذر زمان استفاده می‌شود. از سرم نمک به منظور نگهداری گلبول قرمز خون در محیط خارج بدن استفاده می‌شود. در عمل، نشان می‌دهیم که با گذر زمان، میزان هموگلوبین تک گلبول قرمز به دلیل اکسیداسیون آن تغییر پیدا می‌کند. برای این منظور میزان تغییرات هموگلوبین گلبول قرمز در طول موج‌های مختلف در مدت زمان ۳ ساعت، با استفاده از تجزیه نامنفی ماتریس بررسی می‌شود.

**کلید واژه:** گلبول قرمز، تجزیه نامنفی ماتریس، تغییرات هموگلوبین، دوربین تصویربردار فراطیفی

## Investigation of Hemoglobin Alteration Amount of Red Blood Cell by Hyperspectral Microscopy

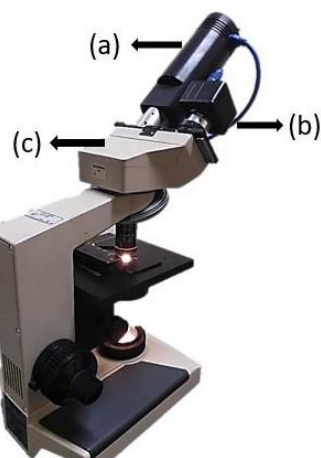
Mollaei, Mina<sup>\*</sup>; Darudi, Ahmad; Soltani, Peyman

Department of physics, University of zanjan, Iran, [minamollaei74@gmail.com](mailto:minamollaei74@gmail.com)

**Abstract-** In this paper, a hyperspectral microscopy was used to investigate the red blood cell spectrum in specified concentration of saline over time. The saline is used to keep red blood cells in outside of the body. In experiments we show that by over time, the amount of single red blood cell hemoglobin changes due to its oxidation. For this purpose, the rate of alterations of red blood cell hemoglobin in different wavelengths in a period of 3 hours is investigated using non-negative matrix factorization.

**Keywords:** Red blood cell, non-negative matrix factorization, Hemoglobin alterations, Hyperspectral imaging camera

است، شکل (۲) و چشمی دیگر برای دوربین CCD جهت نمایش نمونه مورد استفاده قرار می‌گیرد.



شکل ۲: چیدمان میکروسکوپ فراطیفی، (a) دوربین فراطیفی، (b) دوربین RGB جهت مشاهده نمونه و (c) میکروسکوپ.

دوربین نمایش، اطلاعاتی نظیر این که از کدام قسمت نمونه طیف عبوری گرفته می‌شود، در اختیار ما قرار می‌دهد. دوربین فراطیفی در ناحیه طول موجی ۴۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر با قدرت تفکیک ۲ نانومتر در امتداد یک خط از تصویر طیف ثبت می‌کند. لازم به ذکر است که هدف اصلی در تصویر برداری فراطیفی بدست آوردن طیف عبوری نمونه، در هر پیکسل از تصویر است. تصویر فراطیفی متشکل از عکس‌های طیفی نمونه در طول موج‌های مختلف که به صورت لایه لایه کنار یکدیگر چیده شده اند می‌باشد که در اصطلاح به آن مکعب داده‌ها می‌گویند.

لامپ استفاده شده در این میکروسکوپ، لامپ هالوژنی است که عملکرد آن در دمای ۲۷۰۰ تا ۳۳۵۰ کلوین می‌باشد. لامپ هالوژنی مورد استفاده، دارای طیف پیوسته است. Objective مورد استفاده در این آزمایش 100x می‌باشد.

### ۳- تجزیه نامنفی ماتریس (NMF)

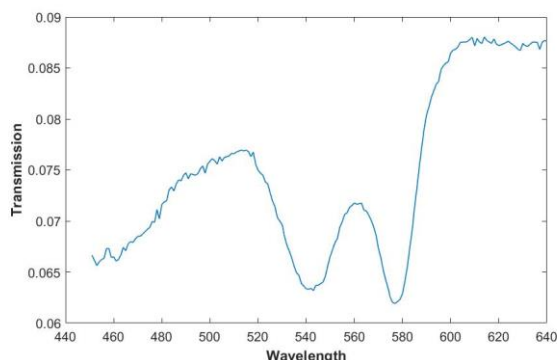
اخیرا روش جدیدی با نام تجزیه نامنفی ماتریسی برای نمایش خطی داده های نامنفی پیشنهاد شده است که علاوه بر کاهش بعد داده‌ها، محدودیت روش‌های کلاسیک را ندارد. در این روش، ماتریس بزرگ متناظر با داده‌های نامنفی به دو ماتریس نامنفی کوچک تجزیه می‌شود. این تجزیه، روشی سودمند برای نمایش خطی داده های نامنفی است به گونه ای که که اطلاعات فیزیکی آن‌ها حفظ شود. اساس این فشرده سازی به گونه ای است که حاصل ضرب دو ماتریس  $H$  و  $W$  ماتریس اصلی  $V$  است. [5]

$$[V]_{m \times n} = [W]_{m \times k} \times [H]_{k \times n}$$

## ۱- مقدمه

با پیشرفت‌های اخیر، استفاده از دوربین فراطیفی به دلیل طیف‌برداری در بعد فضایی، از اهمیت به‌سزایی برخوردار است. در تصاویر دوربین فراطیفی از یک نمونه برخلاف دوربین‌های RGB، هر پیکسل از تصویر شامل اطلاعات طیفی در صدها طول موج است، به همین منظور با داشتن جزئیات طیفی بیشتر، از آن به‌منظور تخمین سن لکه خون در صحنه جرم، تحقیقات بنیادی بافت‌ها، تشخیص بیماری‌های پوستی، بررسی تغییرات کاربردی روی نانو ذرات نقره و تشخیص جعل اسناد و... مورد استفاده قرار می‌گیرد [1,4]. در این مقاله، از میکروسکوپ فراطیفی برای مطالعه گلبول قرمز خون در محیط خارج از بدن استفاده می‌کنیم. طیف عبوری خون تازه دارای سه قله است که بزرگ‌ترین آن در ۴۱۵ نانومتر که گاما و دو قله دیگر در ۵۷۶ و ۵۱۴ نانومتر قرار دارند که الفا و بتا نامیده می‌شوند شکل (۱) [6].

۹۸ درصد گلبول‌های قرمز را هموگلوبین و دو درصد مابقی را پروتئین‌ها، گلوکز، لیپیدها و نمک‌های معدنی بوجود می‌آورند که به دلیل وجود چنین ترکیباتی، طیف مشخص خود را دارند [2]. هموگلوبین‌ها بصورت‌های مختلفی وجود دارند که به آنها مشتقات هموگلوبین گفته می‌شود، که در داخل بدن رفتاری متفاوت از خارج بدن دارد.  $Hb\alpha_2$  هموگلوبین اکسیژن دار است که در خارج از بدن خیلی سریع با اکسیژن تماس پیدا می‌کند. به دلیل اکسیداسیون، تغییرات طیفی در ناحیه الفا و بتا رخ می‌دهد [3] به همین دلیل طیف عبوری تک گلبول قرمز در بازه طول موجی ۴۵۰ تا ۶۴۰ نانومتر مورد بررسی قرار می‌گیرد. هدف ما در این مقاله بررسی و مقایسه رفتار تک گلبول قرمز در گذر زمان می‌باشد. برای این منظور از دوربین فراطیفی استفاده شده است.



شکل ۱: طیف عبوری تک گلبول قرمز

## ۲- چیدمان میکروسکوپ فراطیفی

چیدمان آزمایشگاهی میکروسکوپ فراطیفی در شکل (۲) نشان داده شده است. بر روی یکی از چشمی‌های میکروسکوپ دوربین فراطیفی ساخت شرکت پرتوافزار صنعت مدل HSI-Visb-12bit نصب شده

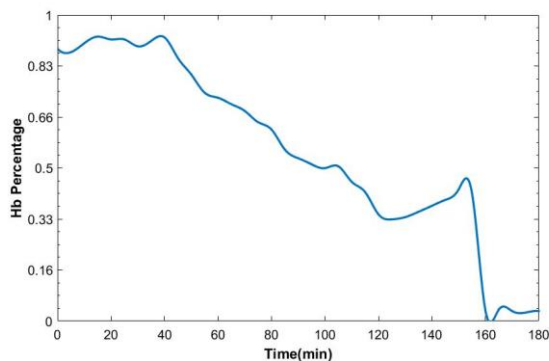


شکل ۴: تصویر طیفی از یک راستای گلبول

سپس می‌توان طیف هر نقطه دلخواه بروی گلبول را در قسمت پایین نرم افزار مشاهده کرد. از نمودار شکل ۵، می‌توان این گونه استنباط کرد که گذر زمان بر روی رفتار تک گلبول قرمز تاثیر گذار است به گونه ای که در گذر زمان و در محیط خارج سلولی، رفتار تک گلبول قرمز ثابت نبوده و تغییراتی را با خود به همراه دارد. به عبارت ساده‌تر با گذشت زمان، به دلیل فشار اسمزی موجود، مقدار هموگلوبین گلبول قرمز در بازه زمانی ۱۰۰ دقیقه کاهش می‌یابد و در لحظه از هم گسیختگی غشا در زمان ۱۵۵ دقیقه و پس از آن، با کاهش ناگهانی همراه است.

همچنین با استفاده از خط زرد رنگ موجود در شکل ۳ میتوان در عرض گلبول قرمز حرکت کرد به گونه‌ای که قسمت‌های مختلف آن را مورد مطالعه قرار داد. بنابراین از شکل ۶ می‌توان اینگونه استنباط کرد که میزان توزیع هموگلوبین در قسمت‌های مختلف گلبول قرمز، متفاوت است.

همچنین ملاحظه می‌شود که رزولوشن دوربین فراطیفی در راستای شکاف در اندازه‌گیری طیف عبوری ۰.۱۳ میکرون است که بر همین اساس حدود ۴۶ نمونه در اندازه گیری طیف گلبول وجود دارد.



شکل ۵: رفتار هموگلوبین موجود در گلبول قرمز در گذر زمان

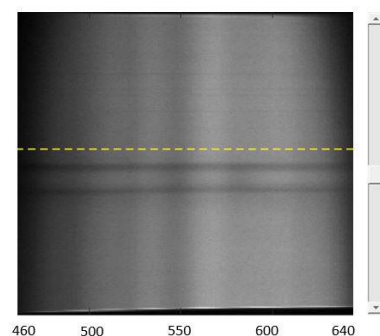
$$\text{Size (V)} = m * n$$

لازم به ذکر است که در این مقاله به منظور داشتن مقدار طیفی هموگلوبین و همچنین کم کردن تاثیرات عوامل محیطی چون شدت نور هالوژنی، از روش تجزیه نامنفی ماتریس (NMF) استفاده می‌شود.

#### ۴- شرح آزمایش و نتایج تجربی

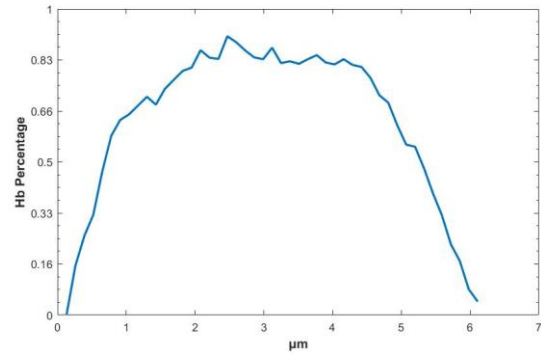
جهت بررسی یک نمونه استاندارد آزمایشی، دو میلی لیتر از نمونه خونی داوطلب سالم، در محلول سرم نمک نگهداری می‌شود. رقیق سازی خون در محلول نمک، موجب پایداری گلبول قرمز شده و تکرارپذیری داده‌ها را ممکن می‌سازد [1]. از سوی دیگر چون غلظت محیط خارجی سلول از محیط داخلی آن غلیظتر است نشان از وجود فشار اسمزی است که در بیولوژی از اهمیت بسزایی برخوردار می‌باشد. به دلیل وجود فشار اسمزی و قرار گرفتن گلبول در محلول نمک، طی پدیده هیپرتونیک، آب تمایل به خروج از سلول را دارد که در این حالت به اصطلاح گلبول چروکیده می‌شود. این روند تا زمانی ادامه می‌یابد که غلظت دو محیط باهم برابر شوند. بنابراین نیاز به رقیق سازی نمونه در محلول سرم نمکی یک ضرورت است. طیف عبوری یک تک گلبول قرمز در غلظت مشخصی از سرم نمک در یک بازه‌ی زمانی مشخص سه ساعت، هر پنج دقیقه یکبار و تا لحظه چروکیده شدن و از هم گسیختگی غشای سلولی، مورد بررسی قرار می‌گیرد.

پس از آماده سازی نمونه و قرار دادن آن زیر میکروسکوپ فراطیفی، می‌توان تصویر گلبول موردنظر را توسط دوربین نمایش نمونه شکل (۳) و همچنین تصویر طیفی گلبول را با قرار دادن نمونه بر روی خط مشکی رنگ، در نرم افزار دوربین فراطیفی در شکل (۴) مشاهده کرد.



شکل ۳: نمایش نمونه در نرم افزار دوربین فراطیفی

[۶] مینا، ملائی؛ احمد، درودی؛ پیمان، سلطانی؛ «بررسی طیف عبوری تک گلبول قرمز در گذر زمان با استفاده از میکروسکوپ فراطیفی»، بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران. ۹-۱۱ بهمن.



شکل ۶: مقدار هموگلوبین در قسمتهای مختلف گلبول قرمز

## ۵- نتیجه گیری

مطابق آزمایش انجام شده و نتایج بدست آمده از تک گلبول قرمز و تحلیل آن‌ها، می‌توان نتیجه گرفت که:

۱. به دلیل برابر نبودن غلظت محیط و وجود فشار اسمزی و رخ دادن پدیده هیپرتونیک، مقدار هموگلوبین موجود در گلبول قرمز ثابت نبوده و در گذر زمان مقدار آن کاهش پیدا می‌کند.

۲. مقدار همگلوبین بخش‌های مختلف متفاوت بوده به گونه‌ای که در مرکز گلبول، بیشترین مقدار خود را دارد.

## مراجع:

[1] Karpienko, K., Gnyba, M., Milewska, D., Wróbel, M.S. and Jędrzejewska-Szczerska, M., 2016. Blood equivalent phantom vs whole human blood, a comparative study. *Journal of Innovative Optical Health Sciences*, 9(02), p.1650012.

[2] Vermaas, W.F., Timlin, J.A., Jones, H.D., Sinclair, M.B., Nieman, L.T., Hamad, S.W., Melgaard, D.K. and Haaland, D.M., 2008. In vivo hyperspectral confocal fluorescence imaging to determine pigment localization and distribution in cyanobacterial cells. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 105(10), pp.4050-4055.

[3] Bremmer, R.H., Nadort, A., Van Leeuwen, T.G., Van Gemert, M.J. and Aalders, M.C., 2011. Age estimation of blood stains by hemoglobin derivative determination using reflectance spectroscopy. *Forensic science international*, 206(1-3), pp.166-171.

[4] Li, Qingli, Mei Zhou, Hongying Liu, Yiting Wang, and Fangmin Guo. "Red blood cell count automation using microscopic hyperspectral imaging technology." *Applied spectroscopy* 69, no. 12 (2015): 1372-1380.

[۵] براتی زادنبه، علیرضا؛ ابراهیمی مقدم، عباس؛ «افزایش سرعت فشرده سازی تصاویر بوسیله تجزیه نامنفی ماتریس تنک شده»

Aug. 17-19, 2019

## شبیه‌سازی سلول خورشیدی لایه نازک CZTS با لایه‌های بافر ZnO, ZnS و لایه معمول CdS

مینا میرزایی<sup>۱\*</sup>، جواد حسن زاده<sup>۱</sup>، علی عبدالله زاده ضیابری<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی قزوین واحد تاکستان، [minamirzavi64@yahoo.com](mailto:minamirzavi64@yahoo.com)

<sup>۲</sup>گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد لاهیجان، [Ali.Abd.Ziabari@gmail.com](mailto:Ali.Abd.Ziabari@gmail.com)

**چکیده:** در این مقاله یک مدل تحلیلی برای محاسبه ی بازده کوانتومی خارجی و مشخصات جریان- ولتاژ سلول خورشیدی لایه نازک CZTS ارائه شده است. لایه های بافر مختلف برای سلول خورشیدی CZTS همانند ZnO و ZnS و لایه ی CdS آنالیز شده‌اند. به کمک نتایج می‌توان مشاهده نمود ما بین این ساختارها ZnS/CZTS بازدهی بالاتری با  $VOC=0.57V$  و  $JSC=30 \frac{mA}{cm^2}$  نشان میدهد. همچنین نشان داده شد که بازده کوانتومی خارجی سلول خورشیدی CZTS چگونه با طول موج تغییر خواهد کرد.

**کلید واژه:** بازده کوانتومی خارجی، روش تفاضل محدوده زمان، سلول خورشیدی لایه نازک، لومریکال ۲۰۱۸.

## Simulation of CZTS Thin Film Solar Cell with ZnO, ZnS and Conventional CdS Buffer Layer

Mina mirzaee<sup>1\*</sup>, Javad Hassanzadeh<sup>1</sup>, Ali Abdolazadeh Ziabari<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Takestan Branch, Islamic Azad University, Takestan, Iran, [minamirzavi64@yahoo.com](mailto:minamirzavi64@yahoo.com)

<sup>2</sup>Department of Physics, Lahijan Branch, Islamic Azad University, Lahijan, Iran, Postcode:1616, [Ali.Abd.Ziabari@gmail.com](mailto:Ali.Abd.Ziabari@gmail.com)

**Abstract-** This paper presents an analytical model for calculating external quantum efficiency and current density-voltage characteristics of the CZTS solar cell. Different buffer layers like ZnO, ZnS and CdS buffer layers are analyzed for the CZTS cell. Among these structures, ZnS/CZTS structure showed an optimum efficiency with  $Voc = 0.724 V$  and  $Jsc = 53.312 mA/cm^2$ . Variation of IPCE Versus wavelength spectrum has been studied.

**Keywords:** external quantum efficiency, Finite difference time domain, thin film solar cell, Lumerical 2018



## ۱- مقدمه

مانند کامپیوترهای امروزی، بیشتر تلاش‌ها در حل معادلات، صرف حل فرم تک فرکانسی یا هارمونیک زمانی آنها می‌شد. تا اینکه در سال ۱۹۶۶، پی [۵] نسخه ساده‌ای با ویژگیهای عددی بسیار جالب توجه ولی با بار محاسباتی زیاد، برای حل معادلات ماکسول در حوزه زمان ارائه داد. این روش تا کنون توسعه بسیاری یافته بطوری که توانسته در بسیاری از زمینه‌های علوم و تکنولوژی وارد شود.

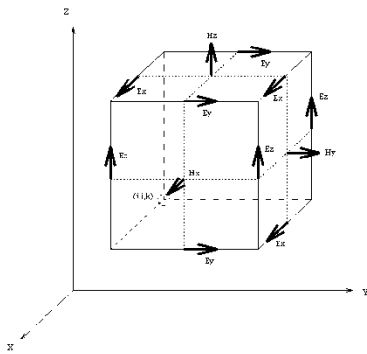
معادلات کرل ماکسول را با این فرض که رسانندگی الکتریکی و مغناطیسی  $\sigma$  و  $\sigma^*$  حضور ندارند و محیط خاصیت مغناطیسی نیز ندارد یعنی  $\mu(r)=\mu_0$  به شکل زیر می‌نویسیم

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H}$$

اگر در روش FDTD، به مختصات سلولی مانند شکل (۱) اندیس‌های  $(i, j, k)$  را اختصاص دهیم مختصات راس سمت چپ پایین و عقب سلول می‌شود:

$$(i \Delta x, j \Delta y, k \Delta z) \quad (2)$$



شکل (۱) سلول محاسباتی Yee. هر مولفه میدان توسط چهار مولفه احاطه می‌شود.

طبق علامتگذاری یی، از نمایش زیر برای بیان مولفه‌های میدان گسسته شده استفاده می‌شود

$$(i, j, k) \equiv (i \Delta x, j \Delta y, k \Delta z) \quad (3)$$

بنابراین هر تابع وابسته به مکان و زمان به شکل زیر در می‌آید

$$F^n(i, j, k) \equiv F(i \Delta x, j \Delta y, k \Delta z, n \Delta t) \quad (4)$$

CZTS برای اولین بار در سال ۱۹۶۶ ساخته شد و اثر فتوولتائیک آن در سال ۱۹۸۸ مشاهده شد. از سال ۱۹۸۸، CZTS برای سیستم سلول‌های خورشیدی تجاری مورد توجه قرار گرفت. ترکیب نیمه هادی CZTS آن را تبدیل به یک نامزد ایده آل برای جایگزینی (CIGS) و سلول خورشیدی CdTe کرده است. مشکل مشترک سلول‌هایی مانند (CIGS) و سایر ترکیبات قابل استفاده در سلول خورشیدی این است که عموماً از مواد سمی مثل Se, As و Cd یا عناصر کمیابی مانند Ga, Te, In تشکیل شده است که باعث محدود شدن کاربرد آنها از نظر اقتصادی و زیست محیطی می‌شود [1,2].

(CZTS) یک نیمه رسانای چهارتابی نوع p بوده که کلیه عناصر موجود در آن فراوان و ارزان هستند. به علاوه، CZTS دارای گاف نواری حدود ۱.۵ V می‌باشد که مقداری ایده‌آل برای تبدیل حداکثر انرژی طیف خورشید به الکتریسیته می‌باشد. همچنین ضریب جذب این ترکیب بسیار بالا و در حدود  $10^4 \text{ cm}^{-1}$  محدودی مرئی از طیف الکترومغناطیسی می‌باشد؛ بدین معنی که لایه‌ای تنها با ضخامت چند میکرون از CZTS، تقریباً میتولند تمام فوتون‌های با انرژی بیشتر از فاصله نوار انرژی‌اش را جذب کند [3,4].

تکنیک‌های مختلف فیزیکی و شیمیایی متعددی برای ساختن این سلول‌های خورشیدی لایه نازک مبتنی بر CZTS به کار گرفته شده‌اند. از این جمله می‌توان به تبخیر حرارتی، اسپاترینگ اولیه، رسوب پالس لیزر، روش سل-ژل، و رسوب الکتروود... اشاره نمود. در این مقاله عملکرد سلول‌های خورشیدی لایه نازک CZTS را با استفاده از شبیه‌سازی لومریکال ۲۰۱۸ مورد ارزیابی قرار داده‌ایم. همچنین، بر روی وابستگی عملکرد بر روی مجموعه پارامترهای فیزیکی و هندسی همچون لایه‌ی جذب‌کننده، ضخامت لایه بافر، نوع لایه‌ی بافر و... مطالعه انجام داده‌ایم. این نرم افزار از چهار ماژول تشکیل شده است. در قسمت شبیه‌سازی اپتیکی از روش حل عددی تفاضل محدود در حوزه زمان<sup>۱</sup> FDTD و از ماژول Device برای به دست آوردن نتایج الکتریکی همانند بازده کوانتومی خارجی<sup>۲</sup> (IPCE) استفاده شده است.

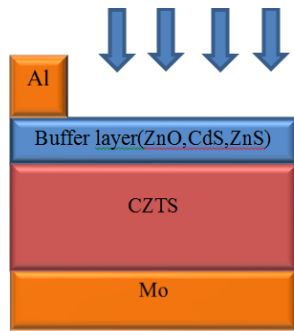
## ۲- روش حل عددی تفاضل محدود در حوزه

### زمان (FDTD)

معادله‌های ماکسول به عنوان بزرگترین دستاورد علمی قرن نوزدهم به شمار می‌آید. در ابتدا به دلیل عدم وجود امکانات محاسباتی قوی

<sup>2</sup> Incident photon to current conversion efficiency

<sup>1</sup> Finite difference time domain



شکل (۲): ساختار سلول CZTS

#### ۴- بازده کوانتومی خارجی و نمودارهای چگالی جریان

بازده کوانتومی خارجی (IPCE) به صورت نسبت الکترون تولید شده به فوتون فرودی به دست می‌آید. برای محاسبه بازده کوانتومی خارجی از رابطه ی (7) استفاده کرده ایم.

$$\text{IPCE}\% = \frac{I_{sc}(A)}{P(W)} \times \frac{1240}{\lambda(nm)} \times 100 \quad (7)$$

در این رابطه  $I_{sc}$  جریان اتصال کوتاه می‌باشد. شبیه‌سازی در دمای  $25^\circ\text{C}$  انجام گرفته است و توان نور فرودی نیز  $1000 \frac{W}{m^2}$  فرض شده است. پارامترهای استفاده شده در این شبیه‌سازی در جدول (۱) درج شده است. تغییرات ضخامت لایه‌ی بافر بازدهی کوانتومی را تحت تاثیر قرار می‌دهد. چرا که موجب جذب قویتر فوتون‌ها شده و بازدهی کوانتومی را کاهش می‌دهد. از این رو برای به دست آوردن بازدهی بالا بسیار ضروری است که لایه‌ی بافر نازک شود. شکل (۳) منحنی بازده کوانتومی برای سه لایه‌ی فعال مختلف را نشان می‌دهد.

جدول (۱): پارامترهای استفاده شده در شبیه‌سازی

Parameters	CZTS	CdS	ZnO	ZnS
Thickness , W(nm)	2500	100	80	8
Relative permittivity, $\epsilon/\epsilon_0$	9	10	10	11
Electron mobility, $\mu_n(\text{cm}^2/\text{Vs})$	100	100	100	100
Hole mobility,	25	25	25	25

با اعمال تفاضل متناهی مرکزی و تعاریف بالا، شکل گسسته معادلات ماکسول (۱) به صورت زیر خواهد بود

(۵)

$$\begin{aligned} H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) &= H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) \\ &+ \frac{\Delta t}{\mu_0} \left( \frac{E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k+1\right) - E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z} \right. \\ &\quad \left. - \frac{E_z^n\left(i, j+1, k+\frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} D_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) &= D_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) \\ &- \Delta t \left( \frac{H_y^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) - H_y^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right. \\ &\quad \left. - \frac{H_z^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) - H_z^n\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} \right) \end{aligned}$$

برای سایر مولفه‌های میدان نیز روابط مشابه‌ای داریم که  $\Delta z = \Delta y = \Delta x = \Delta$  به ترتیب اندازه سلول در سه راستای  $x$ ،  $y$  و  $z$  است. همچنین  $\Delta t$  پله زمانی محاسبات است.

#### ۳- ساختار سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده

در این مقاله ساختار سلول خورشیدی که متشکل از لایه‌های زیر است بر سی کرده‌ایم. از لایه‌ی ZnO، ZnS و CdS به عنوان لایه‌ی بافر و از لایه‌ی CZTS به عنوان لایه‌ی جاذب استفاده شده است. ساختار این سلول خورشیدی در شکل (۲) نمایش داده شده است. هر چه ضخامت لایه‌ی جاذب بیشتر باشد، زوج الکترون-حفره بیشتری تولید خواهد شد و بازدهی ارتقا خواهد یافت. با این حال با ملاحظه هزینه مواد و فرایندهای ساخت تولید سلول خورشیدی CZTS با ضخامت بالا مقرون به صرفه نخواهد بود.

نتایج به دست آمده ی بازدهی برای سه سلول در جدول (2) درج شده است. همانطور که شکل نشان می دهد، سلول خورشیدی با لایه ی بافر ZnS دارای بیشترین ولتاژ مدار باز است.

solarcell	PCE	J <sub>sc</sub> (mA/Cm <sup>2</sup> )	V <sub>oc</sub>
CZTS/CdS	10.32	27	0.56
CZTS/ZnS	12.1	30	0.57
CZTS/ZnO	8.12	26	0.47

جدول ۲: مقادیر بازدهی سلول های مختلف

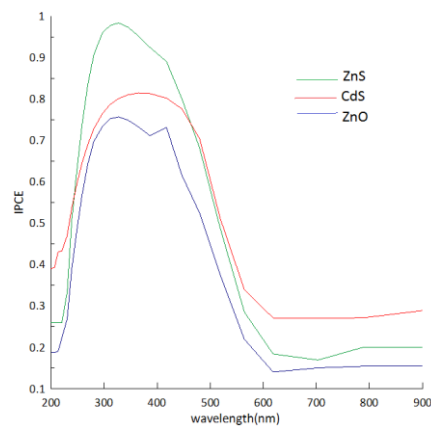
## ۵- نتایج

به کمک شبیه سازی، می توان بازدهی سلول خورشیدی لایه نازک CZTS را با کاهش ضخامت لایه ی بافر و بهینه سازی کیفیت لایه ی جاذب CZTS ارتقا بخشید. برای به دست آوردن بهترین بازدهی شبیه سازی با لایه های مختلف بافر انجام شد. سلول خورشیدی با لایه ی ZnS بیشترین بازدهی را نشان می دهد. برای پژوهش های بعدی استفاده از لایه ی بازتاب برای جذب بیشتر فوتون پیشنهاد می گردد.

## مراجع

- [1] K. Ramasamy, M. A. Malik, and P. O'Brien, "Routes to copper zinc tin sulfide Cu<sub>2</sub>ZnSnS<sub>4</sub> a potential material for solar cells", Chemical Communications, vol. 48, pp. 5703-5714, 2012.
- [2] G. N. Tiwari, R. K. Mishra, and S. C. Solanki, "Photovoltaic modules and their applications: A review on thermal modelling", Applied Energy, vol. 88, pp. 2287-2304, 2011.
- [3] D. B. Mitzi, O. Gunawan, T. K. Todorov, K. Wang, and S. Guha, "The path towards a high-performance solution- processed kesterite solar cell", Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 95, pp. 1421-1436, 2011.
- [4] H. Katagiri, K. Jimbo, W. S. Maw, K. Oishi, M. Yamazaki, H. Araki, A. Takeuchi, "Development of CZTS-based thin film solar cells", Thin Solid Films, vol. 517, pp. 2455-2460, 2009.
- [5] Kane S. Yee, Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media, IEEE Trans. Antennas Propagate, Ap-14, 8, 1966.

$\mu_p(\text{cm}^2/\text{Vs})$				
Effective mass electron	0.7	1.2	0.5	1.4
Effective mass hole	0.2	0.25	0.25	0.2
Band gap, E <sub>g</sub> (eV)	1.4	2.4	3.1	3.3
Electron affinity, $\chi$ (eV)	5	5.1	4.5	4.5

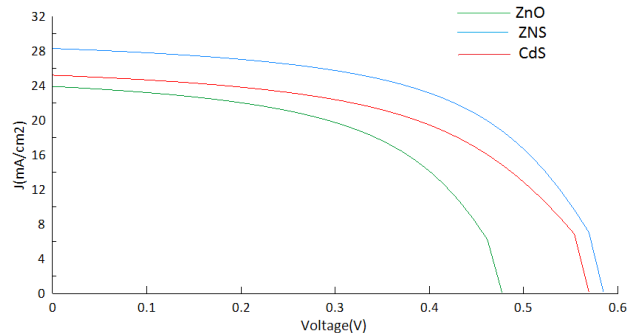


شکل (۳): نتایج محاسبه بازده کوانتومی

مشخصه ی J-V سلول خورشیدی CZTS با لایه های بافر مختلف در شکل (۴) نمایش داده شده است. بازدهی سلول خورشیدی PCE<sup>3</sup> از رابطه ی (۸) محاسبه می شود.

$$(۸) PCE = FF \times \frac{J_{sc} V_{oc}}{P_{solar}}$$

در این رابطه  $V_{oc}$ <sup>۴</sup> ولتاژ مدار باز و  $FF$ <sup>۵</sup> ضریب پرشدگی می باشد.

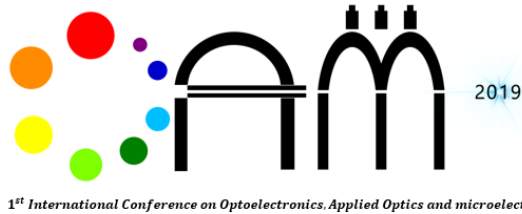


شکل (۴): منحنی چگالی-جریان

<sup>5</sup>Fill Factor

<sup>3</sup> power conversion efficiency

<sup>4</sup>Open circuit voltage



Aug. 17-19, 2019

## بررسی پاسخ غیرخطی نانوذرات اکسید روی در ترکیب با حلال اتانول و دو پایدارکننده متفاوت و مقایسه نتایج آن‌ها در روش انحراف سنجی ماره

فاطمه جمال<sup>۱</sup>، فاطمه احمدی<sup>۲\*</sup>، محمد خان زاده<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ولی عصر رفسنجان (Jamal.fatemeh69@yahoo.com khanzadeh@vru.ac.ir-)

<sup>۲</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی واحد شهرضا (Fatemeh.ahmadi1991@yahoo.com\*)

**چکیده:** هدف از انجام این پژوهش بررسی ضریب شکست و ضریب جذب اپتیکی غیرخطی نانوذره زینک اکساید با استفاده از روش اپتیکی انحراف سنجی ماره است. منبع نوری که در این پژوهش مورد استفاده قرار گرفت یک لیزر پیوسته دیوید با شدت یکسان و با طول موج ۶۵۷/۷ نانومتر می‌باشد. برای اندازه‌گیری پارامترهای نام برده نیاز است که نانوذره زینک اکساید را در یک حلال مناسب حل نماییم تا بتوانیم تاثیرات شدت نور لیزر بر روی نانوذره را مشاهده کنیم. از طرفی انتخاب پایدارکننده نیز بسیار مهم است به همین دلیل در این پژوهش از دو نوع پایدارکننده برای زینک اکساید استفاده نموده‌ایم و با مشاهده تغییرات به وجود آمده بر روی فریزهای ماره توانستیم پایدارکننده مناسب را انتخاب کرده و اندازه‌گیری‌ها را به دست آوریم. بر طبق نتایج ضریب شکست زینک اکساید در حلال اتانول به میزان  $n_2 = -1/983 \times 10^{-4}$  و ضریب جذب آن  $\beta = 2/28$  اندازه‌گیری شد.

**کلید واژه:** انحراف سنجی ماره، ضریب شکست غیرخطی، ضریب جذب غیرخطی، زینک اکساید

## Studying the Nonlinear Response of Ethylene Oxide Nanoparticles in Combination with the Ethanol Solvent and the Comparison of Their Results by Using the Optical Method, Moiré Deflectometry

Jamal.Fatemeh<sup>1\*</sup>, Ahmadi.Fatemeh<sup>2</sup>, Khanzadeh.Mohammad<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Department Of Physics, Faculty Of Science, Vali-e-Asr University Of Rafsanjan

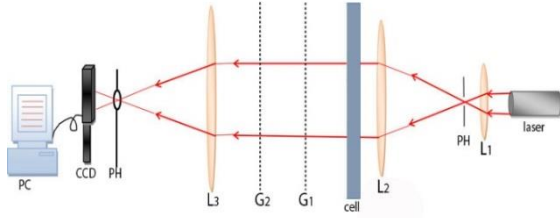
<sup>2</sup>Department Of Physics, Sharreza Branch, Islamic Azad University

**Abstract:** The purpose of this study was to investigate the refractive index and nonlinear optical absorption coefficient of zinc oxide nanoparticles using the moire deflectometry measurement method. The light source used in this study is a continuous laser with a uniform intensity of 657.77 nm. To measure the parameters mentioned, it is necessary to solve the zinc oxide nanoparticle in a suitable solvent so that we can observe the effects of laser light on the nanoparticle. On the other hand, selecting the stabilizer is also very important. Therefore, in this study, two types of stabilizers We used zinc oxide and, observing the changes that occurred on the freezers, we were able to select the appropriate stabilizer and obtain measurements. According to the results of the refractive index of zinc oxide in ethanol solvent at the rate of  $n_2 = -1 / 983 - 410 - 4$  and its absorption coefficient  $\beta = 28.2$  was measured.

**Keywords:** moire deflectometry, ZnO, nonlinear refractive index, nonlinear absorption coefficient

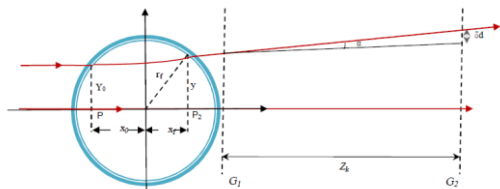
## ۱- مقدمه

این چیدمان از یک لیزر دیودی با طول موج ۶۵۷/۷ نانومتر با توان ۲۵ میلی وات برای مشاهده فریزهای ماره استفاده شده است.



شکل ۱: چیدمان انحراف سنجی ماره  $L_1$ ،  $L_2$ ،  $L_3$ ،  $P$ ،  $G_1$ ،  $G_2$  به ترتیب عدسی کانونی کننده، عدسی موازی ساز، عدسی تبدیل فوری، روزنه، توری اول و دوم

مطابق شکل (۲) در روش انحراف سنجی ماره یا توموگرافی ماره، پرتو لیزر موازی شده توسط عدسی به نمونه تابیده می شود. دسته پرتو موازی همدوس از محیط عبور می کند و به دلیل گرادیان ضریب شکست در فریزهای ماره آن انحراف ایجاد می شود. با عبور نور لیزر از توری  $G_1$ ، خطوط خود تصویر بر روی توری  $G_2$  به اندازه  $d\delta$  دچار تغییر می شود که متناسب با آن فریزهای ماره در هر مکان به اندازه  $dm\delta$  جابه جا خواهند شد، رابطه (۱) میزان انحراف فریزهای ماره را اندازه گیری می کند. [۳]



شکل ۲: پرتو منحرف شده با عبور از میان جسم فازی و توری های پراش  $G_1$  و  $G_2$

در این رابطه  $d$ ،  $dm$ ،  $Z_k$  و  $d\delta$  به ترتیب فاصله تالبوت است که از طریق رابطه  $Z_k = kd^2/\lambda$  به دست می آید که در آن  $\lambda$  طول موج نور فرودی،  $k$  عدد صحیح، گام توری ها، گام ماره و میزان جابه جایی فریزهای ماره در راستای  $y$  و  $Z$  می باشد.  $\alpha(y, Z)$  میزان انحراف فریزهای ماره را با اندازه گیری  $d\delta$  به دست آورد. اگر در مختصات استوانه ای  $n(x, y, z) = n(r, z)$  در نظر بگیریم طوری که در آن  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$  باشد می توان رابطه انحراف فریزهای ماره را به صورت زیر نوشت:

$$\alpha(y, z) = \frac{\delta d}{Z_k} = \frac{d}{Z_k} \frac{\delta dm(y, z)}{dm} \quad (1)$$

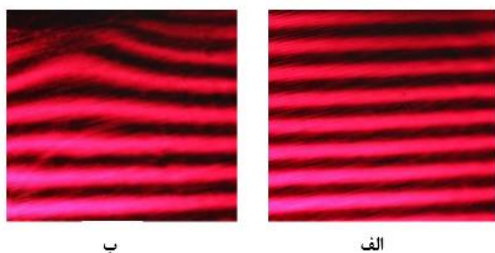
اپتیک غیرخطی یکی از زیرمجموعه های اپتیک مدرن است که دارای اهمیت علمی بیشتر در مقایسه با فیزیک لیزر است. مطالعات اپتیک غیرخطی شامل انواع مختلفی از اثرات غیرخطی است که در برهمکنش بین لیزر و ماده اتفاق می افتد. پژوهش های اخیر درباره اپتیک غیرخطی اغلب شامل پدیده ها و اثرات جدید در فرایند تقابل اشعه. لیزر قوی با مواد مختلف می باشد. برهمکنش بین یک لیزر با ماده نوری موجب اصلاح خواص اپتیکی سیستمی در ماده می شود به طوری که فوتون بعدی که وارد ماده می شود، کاملاً با یک ماده جدید روبه رو می شود. به طور معمول نور لیزری که به اندازه کافی قوی باشد برای تولید پدیده های غیرخطی اپتیکی کافی است. شروع این مبحث در علم فیزیک از زمان کشف نسل دوم هارمونیک توسط فرانکن و همکارانش و همچنین پیش از اختراع لیزر صورت گرفته است. در این مبحث دو اثر مهم را می توان به عنوان نمونه نام برد که اثر کر و پاکلز نامیده می شوند [1].

یکی از روش های اپتیکی که برای اندازه گیری خواص غیرخطی مورد استفاده قرار می گیرد روش انحراف سنجی ماره می باشد که کاربردهای فراوانی در زمینه های مختلف علوم و مهندسی را داراست. یکی از زمینه های مورد توجه، اندازه گیری ابعادی و اطلاع از ساختار داخلی (مقطع نگاری ماره) و خارجی (رویه نگاری ماره) مواد و اجسام است که از نوع ماره برون صفحه ای می باشند. هرکدام از این روش ها دارای ویژگی های خاصی هستند که بسته به نوع اندازه گیری و پژوهشی که صورت می گیرد مورد استفاده قرار می گیرند. برای اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی مواد از روش جاروب  $Z$  نیز استفاده می شود اما مزیت استفاده از سیستم انحراف سنجی ماره نسبت به روش جاروب  $Z$ ، دقت، حساسیت و سرعت بالاتر آن می باشد، همچنین در این روش می توان توزیع فضایی ضریب شکست غیرخطی نانوذره را نیز اندازه گیری کرد [2]. در این پژوهش به کمک روش اپتیکی انحراف سنجی ماره، غیرخطی بودن اثرات برهمکنش لیزر با محلول نانوذره اکسید روی اثبات شد و سپس با در نظر گرفتن دو اثر خودهمگرایی (خودکانونی) یا خودواگرایی، که بر اثر آن ماده همانند یک عدسی همگرا یا واگرا عمل می کند می توان پارامترهای اپتیکی غیرخطی از جمله ضریب شکست و ضریب جذب غیر خطی و همچنین علامت آنها را تعیین کرد.

## ۲- مبانی نظری و تجربی انحراف سنجی ماره

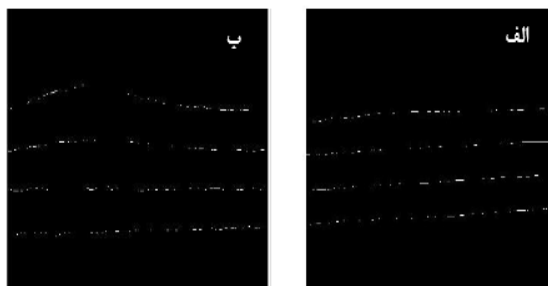
چیدمانی که در این پژوهش برای اندازه گیری خواص اپتیکی نانو ذره اکسید روی استفاده شده است در شکل ۱ نشان داده شده است. در

این حالت تصاویر به دست آمده قبل و بعد از قرار گیری نمونه در چیدمان را به وسیله دوربین CCD ثبت کرده و تغییرات به وجود آمده با استفاده از کد پردازش تصویر بررسی می‌شود. با توجه به شکل (۳) فریزهای ماره قبل و بعد از قرارگیری نمونه در چیدمان مشاهده می‌شود. توجه داشته باشید که برای اندازه‌گیری پارامترهای معرفی شده در این روش با استفاده از پردازش تصویر خط به خط، تمام خطوط موجود در شکل (۳) را به وسیله نرم افزار Matlab بررسی می‌کنیم به طوری که می‌توان اندازه و تغییر کوچکترین انحراف در تصویر که با چشم قابل مشاهده نیست، اندازه‌گیری کرد.



شکل ۳: الف) فریزهای ماره در حالت مرجع. ب) فریزهای ماره بعد از قرار دادن نمونه در سیستم

همانطور که در شکل (۳) مشاهده می‌کنید قسمت الف تصویر را در حالت مرجع بدون نمونه و شکل ب تصویر فریزهای ماره بعد از قرار گیری نمونه را نشان می‌دهد که با توجه به آن بیشترین انحراف ایجاد شده در فریز اول ماره می‌باشد که نشان دهنده این است که نانوذره مورد نظر دارای خواص اپتیکی غیرخطی است که با برخورد پرتو لیزر به آن تغییرات در فریزهای ماره نشان داده شده است. ابتدا تصاویر از حالت رنگی به سیاه و سفید تبدیل می‌شوند سپس با انجام عملیات مکان‌یابی نقاط فریزها در دو حالت مرجع و انحراف یافته و میانگین‌گیری این نقاط تصاویر (۴) به دست می‌آیند که در این حالت اختلاف فاصله ی نقاط به دست آمده از یکدیگر همان انحراف  $dm$  می‌باشد که نمودار میزان انحراف فریزهای ماره بر حسب فاصله از مرکز سل در شکل (۵) مشاهده می‌شود.



شکل (۴): الف- مکان‌یابی فریزهای ماره در حالت مرجع ب- مکان‌یابی فریزهای ماره پس از تابش لیزر

بنابراین تغییرات ضریب شکست را در مختصات استوانه ای با استفاده از تبدیل آبل می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد:

$$\alpha(y, z) = \frac{ry}{n} \int \frac{\partial n(r, z)}{\partial r} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (2)$$

در این رابطه  $n(r, z)$  ضریب شکست نمونه و  $n_f$  ضریب شکست هوا می‌باشد. با استفاده از پردازش تصویر و برنامه نویسی متلب رابطه انتگرالی را حل کرده و ضریب شکست نمونه  $n(r, z)$  به دست آمده است.

و براساس تعریفی که برای ضریب جذب غیر خطی نانوذرات داریم [۳] می‌توانیم، اندازه ضریب جذب غیر خطی این ماده را با استفاده از رابطه زیر به دست آوریم [۴].

$$n(\rho, z) - n_f = \frac{n_f}{\pi} \int_r^{r_f} \frac{\alpha(y, z)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (3)$$

در این رابطه برای هر فریز ماره ضریب جذب را می‌توان محاسبه کرد [4-7].

### ۳- مواد و روش‌ها

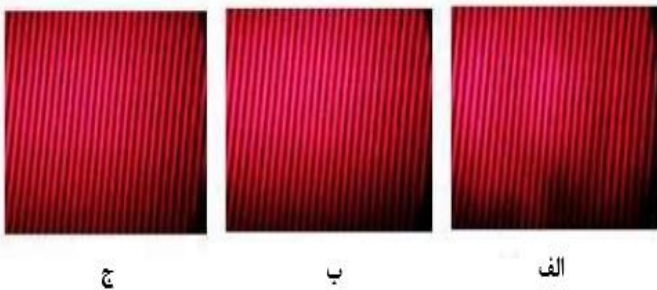
در این آزمایش از نانوذره ی اکسید روی با فرمول شیمیایی ZnO با اندازه ۱۰-۳۰ نانومتر استفاده شد. برای اندازه‌گیری ضریب شکست باید محلولی شفاف تولید کرد تا بتوان نور لیزر را از آن عبور داده و تغییر فریزهای ماره را مشاهده کرد. در این مرحله از اتانول به عنوان حلال استفاده شد، اگرچه نانوذره ی اکسید روی به طور کلی کلئیدی بوده و غیرقابل حل است اما با اضافه کردن پایدارکننده‌ها می‌توان برای مدتی آن را به صورت محلولی شفاف درآورد.

نمونه مورد استفاده در این آزمایش ۵ mg از نانوذره ی اکسیدروی با ۲۰ ml از اتانول ۹۸ درصد ترکیب شده و با افزودن ۱۵ قطره پایدارکننده ی مونواتانول آمین، به صورت شفاف درآمد. برای پراکنده شدن نانوذرات در محلول باید ترکیب اتانول و اکسیدروی به مدت ۱۱ ساعت به وسیله ی همزن مغناطیسی یا اولتراسونیک، هم بخورد. برای قرار دادن محلول مورد نظر در سیستم از سل های کوارتز استفاده شد زیرا به راحتی نور را عبور داده و به میزان بالایی شفاف هستند و هنگامی که خالی باشند تاثیر چندانی در سیستم ندارند. سل مورد استفاده در این آزمایش دارای حجم ۳ میلی لیتر است. همانطور که در چیدمان شکل ۱ نشان داده شده است نمونه پس از عدسی ۲ و قبل از توری اول قرار گرفت و فریزهای ایجاد شده بررسی شد در



$\beta = 28/2$  سانتی متر است.

با توجه به انحرافات فریزهای ماره در شکل (۵) و (۶) و پردازش تصویر آن ها می توان ضریب جذب و ضریب شکست را بررسی کرد. نکته ای که باید در نظر گرفته شود این است که استفاده از یک تثبیت کننده مناسب برای ساخت محلول اکسید روی برای حفظ ثبات ماده در طی آزمایش استفاده شود تا ماده به سرعت ته نشین نشود. همانطور که قبلا ذکر شد، تثبیت کننده انتخابی ما، مونواتانول آمین است که اندازه گیری دقیق پارامترهای نوری با استفاده از تصاویر ضبط شده را امکان پذیر نموده است. دومین تثبیت کننده دی اتانول آمین بود که براساس تصاویر به دست آمده از شکل (۷) اثرات منفی بر خواص نوری نانوذره اکسید روی داشت، به طوری که با قرار دادن آن در سیستم ماره، هیچ تغییری در فریزها به وجود نیامد.



شکل (۷) تاثیر تثبیت کننده دی اتانول آمین:

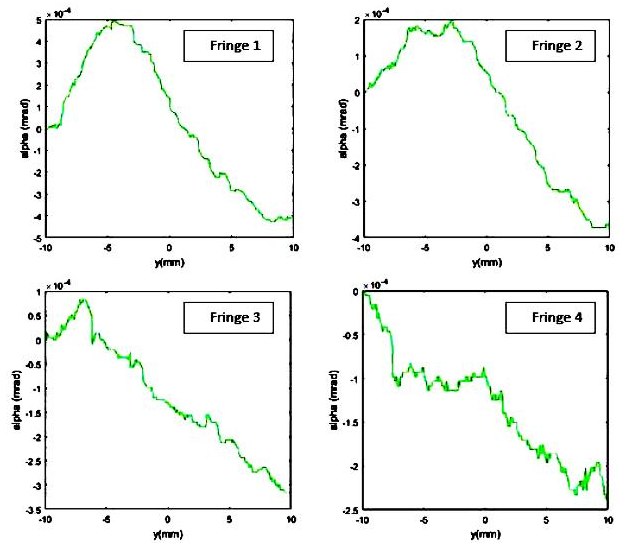
(الف) حالت مرجع (ب) حالت سل خالی (ج) سل حاوی محلول

بنابراین، با توجه به این مطالعات و اندازه گیری ها و مقایسه نتایج با آزمایش های دیگر انجام شده بر روی این نانوذره و با توجه به تصاویر شکل (۴) می توان نتیجه گرفت که بهترین نوع تثبیت کننده ای که خواص اپتیکی این ماده را حفظ کند، مونواتانول آمین است.

#### ۴- نتیجه گیری

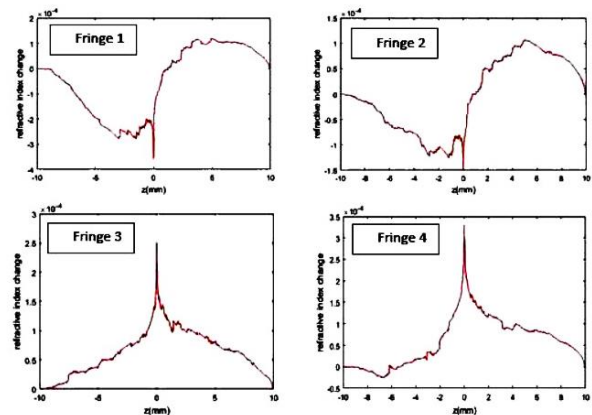
در این تحقیق توزیع ضریب شکست اکسید روی با استفاده از انحراف سنجی ماره و پردازش تصویر مورد بررسی قرار گرفته است. با توجه به حساسیت و دقت این روش نوری، تغییرات کوچک در توزیع ضریب شکست نمونه اندازه گیری شد. این تغییرات بسیار کوچک هستند، بنابراین با روش های دیگر قابل اندازه گیری نیستند.

روش پیشنهادی انحراف سنجی ماره روشی غیر روبشی است و به کمک آن علامت ضریب شکست را نیز می توان به دست آورد. همچنین با استفاده از پردازش تصویر، بررسی کوچکترین تغییرات و انحراف در فریزهای ماره انجام می شود. این روش ساده و سریع است و به سر و صدای محیطی و ارتعاشات حساس نیست. همچنین نیازی به کالیبراسیون یا تجزیه و تحلیل الگوی حاشیه ای ندارد. بین چهار



شکل (۵): نمودار میزان انحراف فریزهای ماره بر حسب فاصله از مرکز سل

با توجه به شکل (۵) مشاهده می شود که بیشترین انحراف در فریز اول است که با بررسی آن تغییرات ضریب شکست در تمام نقاط مطابق با شکل (۶) به دست می آید.



شکل (۶): توزیع ضریب شکست نانوذره اکسید روی بر حسب فاصله از مرکز سل

با توجه به شکل (۶)، توزیع ضریب شکست برای تمام فریزها و همچنین ضریب جذب غیر خطی را برای نانوذرات اکسید روی می توان محاسبه کرد. برای مثال، در فریز اول که دارای بیشترین انحراف می باشد تغییرات ضریب شکست برابر است با:

$\Delta n = n_2 - n_f = -2/8 \times 10^{-4}$  و بنابراین  $n_2 = -1/983 \times 10^{-4}$  می باشد. سپس با استفاده از معادله (۴) می توان ضریب جذب را بررسی کرد. ضریب غیر خطی نانوذرات اکسید روی برای این حاشیه

فریز ماره شکل (۴)، اولین فریز بیشترین انحراف را نسبت به دیگر فریزها داراست و نتایج نشان می‌دهد که با کاهش انحراف فریزها، تغییرات ضریب شکست نیز کاهش می‌یابد یا به عبارت دیگر با کاهش تغییرات ضریب شکست، جذب غیرخطی افزایش می‌یابد.

## منابع

[1] R. W. Boyd, "Nonlinear optics, Handbook of Laser Technology and Applications". (2003). 161-183.

[2] Lin, Su-Shia. "Optical properties of TiO<sub>2</sub> nanoceramic films as a function of N- Al co-doping." *Ceramics International* 35.7 (2009): 2693-2698.

[3] Kafri, O., & Livnat, A. (1981). Reflective surface analysis using moiré deflectometry. *Applied Optics*, 20(18), 3098-3100.

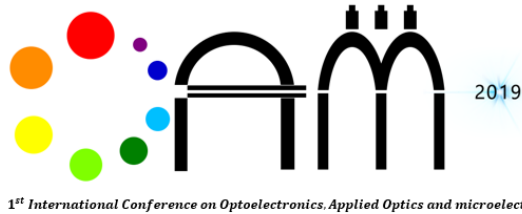
[4] Glatt, I., & Kafri, O. (1988). Moiré deflectometry-ray tracing interferometry. *Optics and lasers in engineering*, 8(3-4), 277-320.

[5] M, Khanzadeh, F, Jamal, M, Shariat. "Experimental investigation of gas flow rate and electric field effect on refractive index and electron density distribution of cold atmospheric pressure-plasma by optical method, Moirédeflectometry." *Physics of Plasmas* 25, no. 4, 2018, 043516.

[6] Farahani, S. S., & Madanipour, K. (2017, June). Nonlinear absorption coefficient measurement of nanofluids using Moire deflectometry technique. In *Optical Methods for Inspection, Characterization, and Imaging of Biomaterials III* (Vol. 10333, p.

1033311). International Society for Optics and Photonics.

[۷] جمال، فاطمه، دهقانی پور، مسعود. خان زاده، محمد. دره کردی، علی، "تعیین ضریب شکست نوری غیرخطی ماده پیردوتری آزین با استفاده از روش های انحراف سنجی ماره و جاروب-Z"، ۱۲ آبان ۱۳۹۵، چهارمین کنفرانس لیزر و کاربردهای آن، دانشگاه صنعتی شریف.



Aug. 17-19, 2019

## تأثیر فرآیند اچینگ الکتروشیمیایی بر خواص الکتریکی سیلیکون نوع p

غلامرضا بیرقلی گیوی<sup>۱</sup>، جاوید فرازین<sup>۱،۲\*</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۱،۲</sup>، لئونید آناتولیویچ گالوان<sup>۳</sup>

گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری های نوین، دانشگاه فناوری های نوین سبلان، نمین، ایران

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه دولتی مسکو، مسکو، روسیه

[javidfarazin@gmail.com](mailto:javidfarazin@gmail.com)

**چکیده:** در این تحقیق، فرآیند حکاکی الکتروشیمیایی (اچینگ) برای اصلاح سطحی سیلیکون نیمه رسانای نوع p مورد استفاده قرار گرفته و تاثیر میزان تخلخل بر ریخت شناسی، خواص الکتریکی نمونه های آماده شده از طریق آنالیزهای میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM)، مشخصه یابی I-V و C-f مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج حاصل از ریخت شناسی سطح نشان می دهد که افزایش میزان اچینگ موجب افزایش زبری سطح و میزان تخلخل شده است. نتایج بررسی خواص الکتریکی نمونه ها نشان می دهد که نمونه فاقد اصلاح سطحی از خود رفتار شبه اهمی داشته و نمونه های دستکاری شده سطحی به روش اچینگ رفتار دیودی از خود نشان دادند. همچنین در این نمونه ها، افزایش میزان اچینگ موجب افزایش ارتفاع سد شاتکی ( $\Phi_{B0}$ )، کاهش جریان اشباع معکوس ( $I_0$ ) و فاکتور ایده آلی (n) شده است. به عبارت دیگر با افزایش میزان تخلخل کارایی دیود فلز- نیمرسانا (MS) بهبود یافته است.

**کلید واژه:** سیلیکون نوع p، فرآیند اچینگ الکتروشیمیایی، میزان تخلخل، خواص الکتریکی.

## The Effect of the Electrochemical Etching Processes Rate on Electrical Properties of P-Silicon

Gholamreza Pirgholi-Givi<sup>1</sup>, Javid Farazin<sup>1,2\*</sup>, Yashar Azizian-Kalandaragh<sup>1,2</sup>, Leonid Anatolievich-Golovan<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

<sup>2</sup> Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P.O. Box 179, Ardabil, Iran

<sup>3</sup>Physics Department, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, Moscow, 119991 Russia

E-Mail: [javidfarazin@gmail.com](mailto:javidfarazin@gmail.com)

**Abstract-** In this research, the electrochemical etching process is used to modify the surface of the p-type silicon and the effect of porosity amount has been studied on the morphological and electrical properties of the prepared samples using Field Emission Scanning Electron Microscopy (FESEM), I-V and C-f analyses.

The results of surface morphology show that, the surface roughness and porosity increase by increasing the amount of etching processes. The results of the electrical properties of the samples show that the sample without surface modification has a near-ohmic behavior, and the surface-modified samples by the etching method show diode behavior. Also, in these samples, increasing the amount of etching increases the Schottky barrier height ( $\Phi_{B0}$ ), decreases reverse saturation-current ( $I_0$ ) and the ideality factor (n). In other words, by increasing porosity, the efficiency of the fabricated metal-semiconductor (MS) diode has been improved.

**Keyword:** p-type silicon, electrochemical etching process, porosity amount, electrical properties.

## ۱- مقدمه

افزایش میزان اچینگ، موجب بهبود رفتار دیودی و در نتیجه بهبود یکسوسازی آن شده است.

## ۲- روش تجربی

## a. مواد مورد استفاده

در این پژوهش از سیلیکون متخلخل شده از طریق فرآیند اچینگ الکتروشیمیایی، استفاده شده که از کشور روسیه خریداری شده است.

## b. ابزار و دستگاه های مورد استفاده

ریخت شناسی و میزان تخلخل سطح سیلیکون از طریق تصاویر سطح مقطع عرضی FE-SEM مدل (TeScan - Mira III) ساخت کشور چک مورد بررسی قرار گرفته است. اندازه گیری I-V توسط دستگاه KEITHLEY (2450 Source Meter) انجام شده است.

## ۳- بحث و نتایج

## c. میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل

## میدانی

شکل ۱(a) مربوط به تصویر شماتیک از نواحی مختلف سیلیکون متخلخل و شکل ۱(b) مربوط به تصاویر سطح مقطع عرضی میکروسکوپ الکترونی روبشی ۵ ناحیه با میزان فرآیند اچینگ مختلف سطح سیلیکون نوع p می باشد. در شکل ۱(b) ناحیه  $p_1$  مربوط به ناحیه سیلیکون معمولی بدون دستکاری بوده و نواحی  $p_2$  تا  $p_5$  به ترتیب مربوط به نواحی کمترین تا بیشترین میزان فرآیند اچینگ انجام شده بر روی سطح سیلیکون نوع p می باشد. همانطور که از تصاویر سطح مقطع عرضی شکل ۱(b) مشاهده می شود با افزایش میزان فرآیند اچینگ، زبری و ابعاد تخلخل افزایش یافته است بطوریکه ابعاد تخلخل از مقدار میانگین ۳۰۰ نانومتر برای کمترین میزان اچینگ (ناحیه  $p_2$ ) تا مقدار ۲ میکرومتر برای بیشترین میزان اچینگ (ناحیه  $p_5$ ) تغییر یافته که از طریق روش پردازش تصویر محاسبه شده است.

در دهه های گذشته نانو ساختارهای نیمه رساناها به دلیل خواص منحصر به فرد ساختاری، اپتیکی، الکترونیکی، مکانیکی و حرارتی توجه قابل ملاحظه ای را به خود جلب کرده اند. سیلیکون یکی از قدیمی ترین و مهم ترین نیمه رساناها است که بواسطه ویژگیهایی از قبیل فراوانی در طبیعت، غیر سمی بودن، هزینه تولید پایین و داشتن تطبیق پذیری با صنعت مدارهای مجتمع مدرن بیشتر از بقیه نیمه رساناها مورد توجه قرار گرفته و در حوزه های مختلف بویژه الکترونیک برای ساخت ادوات الکترونیکی و اپتوالکترونیکی بکار گرفته شده است [۳-۱۱]. ویژگیهای منحصر بفرد سیلیکون هنگامی آشکارتر می شود که ابعاد آن کاهش می یابد. کاهش ابعاد، موجب تغییر ویژگیهای اپتیکی، الکتریکی و دی الکتریکی سیلیکون می شود و علت آن اثر محدود شدگی کوانتومی می باشد. دستکاری های فراوانی از جمله آلیش، گاماپلازما و غیره بر روی این نیمه رسانا به منظور تغییر خواص فیزیکی آن تا به امروز انجام شده است [۴، ۵].

یکی از انواع این دستکاری ها ایجاد تخلخل در ساختار سیلیکون و ساخت سیلیکون متخلخل (PS) بوده است. سیلیکون متخلخل یک دی الکتریک مرکب از دی اکسید سیلیکون و هوا است که دارای ناهمگنی های ساختاری بسیار کوچکتر از طول موج نور معمولی است. PS یک ماده با ضریب شکست ناهمسانگرد و تابع میزان تخلخل می باشد که با افزایش میزان تخلخل مقدار ضریب شکست آن کاهش می یابد و به همین دلیل در ساخت سلولهای خورشیدی که نیاز به ضریب شکست پایین می باشد از اهمیت بالایی برخوردار است [۶]. همچنین PS به علت داشتن نسبت سطح به حجم بالا، واکنش پذیری سطح بالا، خواص لومینسانس در دمای اتاق و طبیعت تطبیق پذیر آن دارای کاربردهای فراوانی در زمینه هایی از قبیل صنایع میکروالکترونیک، اپتوالکترونیک، فوتو و لایتایک، سگرها، انرژی، صنایع دارویی، بیوتکنولوژی و ساخت لایه های نازک می باشد [۷-۹].

با آنکه سیلیکون متخلخل (PS) دارای پتانسیل زیادی در زمینه تکنولوژی اپتوالکترونیک مجتمع است اما همچنان چالش های زیادی برای ساخت دستگاه های فوتونیک مبتنی بر سیلیکون با استفاده از تکنولوژی موجود سیلیکون وجود دارد. بسیاری از خواص فیزیکی از جمله اپتیکی خطی و غیر خطی سیلیکون متخلخل در سالهای اخیر مورد بررسی قرار گرفته است [۱۰، ۱۱].

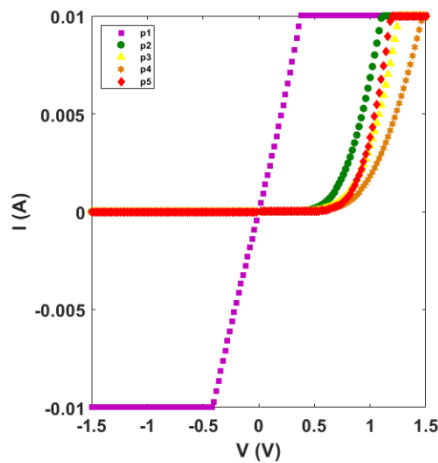
تا آنجا که ما اطلاع داریم برسی خواص الکتریکی و دی الکتریکی ساختارهای سیلیکون متخلخل و عادی بصورت جدی و سیستماتیک مورد بررسی قرار نگرفته است. بنابر این در این پژوهش از طریق فرآیند اچینگ الکتروشیمیایی، بخشی از سطح سیلیکون متخلخل شده و وابستگی خواص الکتریکی و ساختاری آن به میزان تخلخل مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بررسی خواص الکتریکی بخش های متخلخل شده نشان داد که افزایش میزان تخلخل از طریق

میزان یکسوسازی (RR) مربوط به نواحی با میزان اچینگ مختلف در جدول ۱ آمده است.

جدول (۱): پارامترهای اصلی به دست آمده از مشخصه یابی

مربوط به نواحی مختلف سیلیکون متخلخل I-V

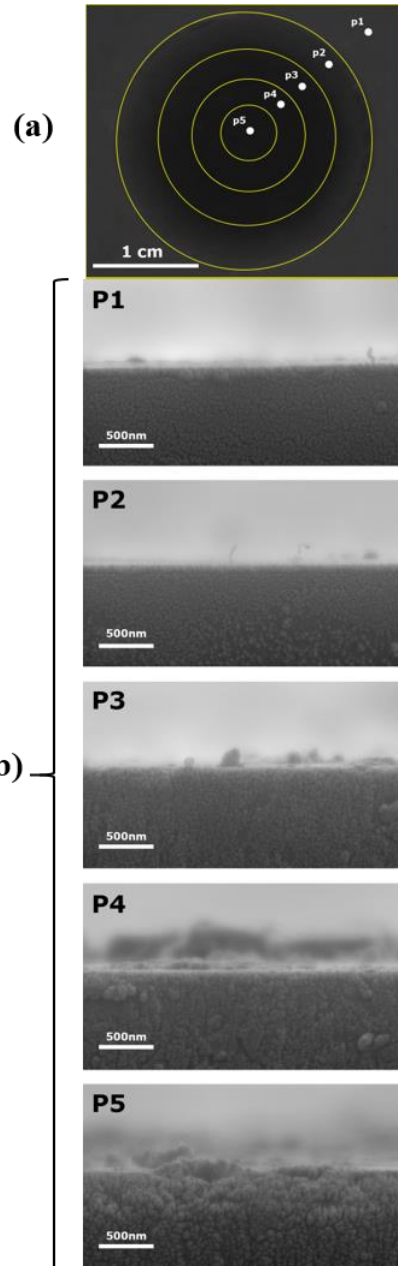
ناحیه	$I_0$ (nA)	n	$\Phi_{B0}$ (eV)	$R_s$	RR ( $10^3$ )
P <sub>1</sub>	---	---	---	---	---
P <sub>2</sub>	۹۹/۸	۲/۶	۰/۶۹	۱۱۱	۲۵/۵
P <sub>3</sub>	۶۲/۳	۲/۵	۰/۷۰	۲۰۲	۴۱/۹
P <sub>4</sub>	۱۳/۴	۲/۴	۰/۷۳	۳۷۰	۴۷/۲
P <sub>5</sub>	۱۵/۲	۲/۷	۰/۷۳	۱۶۲	۹/۷



شکل (۲): نمودار بایاس مستقیم و معکوس I-V نواحی مختلف سیلیکون متخلخل از p<sub>1</sub> تا p<sub>5</sub>.

همانطور که جدول ۱ نشان می دهد فاکتور ایده آلی ناحیه p<sub>2</sub> دارای بیشترین مقدار بوده و در ناحیه p<sub>4</sub> به کمینه رسیده و سپس در تخلخل بالاتر (ناحیه p<sub>5</sub>) دوباره افزایش یافته است. همچنین ناحیه p<sub>4</sub> با بیشترین میزان تخلخل دارای کمترین جریان اشباع معکوس و بیشترین مقدار ارتفاع سد و میزان یکسوسازی نسبت به بقیه نواحی می باشد. به عبارت دیگر افزایش میزان فرآیند اچینگ تا اندازه معینی (ناحیه p<sub>4</sub>) موجب بهبود ویژگیهای دیود شده و بعد از این مقدار بهینه، افزایش میزان فرآیند اچینگ موجب تضعیف پارامترهای موثر در کارایی دیود شده است.

مطابق تئوری نشر ترمیونی<sup>۱</sup> رابطه بین جریان و ولتاژ اعمالی بصورت زیر بیان می شود [۱۲]:

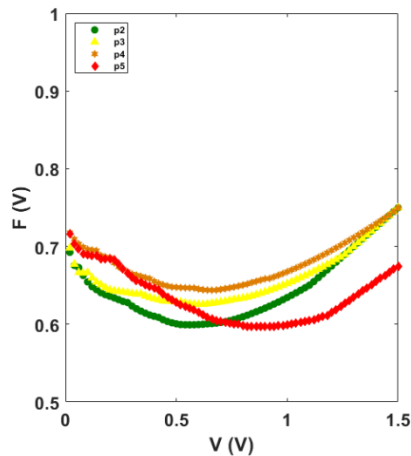


شکل (۲): (a) تصویر شماتیک از نواحی مختلف سیلیکون متخلخل، (b) تصاویر سطح مقطع عرضی میکروسکوپ الکترونی روبشی نواحی با میزان فرآیند اچینگ مختلف از p<sub>1</sub> تا p<sub>5</sub>.

#### d. خواص الکتریکی

نمودار I-V بایاس مستقیم و معکوس مربوط به نواحی p<sub>1</sub> تا p<sub>5</sub> در شکل ۲ آمده است. همانطور که نمودار I-V ناحیه p<sub>1</sub> نشان می دهد ناحیه سیلیکون عاری از فرآیند اچینگ رفتار شبه اهمی داشته و بتدریج با افزایش میزان اچینگ، رفتار مشخصه I-V نواحی p<sub>2</sub> تا p<sub>5</sub> رفتار دیودی از خود نشان می دهد. فاکتور ایده آلی (n)، ارتفاع سد در بایاس صفر ( $\Phi_{B0}$ )، جریان اشباع ( $I_0$ )، مقاومت در بایاس مستقیم ( $R_s$ ) و

<sup>1</sup> Thermionic Emission Theory



شکل (۳): نمودار  $F(V)$ - $V$  نواحی مختلف سیلیکون متخلخل از  $p_1$  تا  $p_5$ .

مقدار  $R_s$  را می توان از رابطه ۵ و ۶ استخراج کرد [۱۳]:

$$R_s = \frac{kT(\gamma - n)}{qI_{min}} \quad (5)$$

همچنین ارتفاع سد شاتکی را در این روش می توان از رابطه زیر بدست آورد:

$$\phi_B = F(V_0) + \frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (6)$$

در این رابطه کمترین مقدار  $F(V)$  و  $V_0$  ولتاژ مربوط به آن می باشد. مقادیر مربوط به  $R_s$  و  $\Phi_{B0}$  بدست آمده از تابع نوره برای نواحی مختلف سیلیکون با میزان فرآیند اچینگ متفاوت در جدول ۲ آمده است. از جدول ۲ مشاهده می شود که با افزایش میزان فرآیند اچینگ تا ناحیه  $p_4$ ، ارتفاع سد شاتکی و مقاومت سری هر دو افزایش یافته و بعد از آن کاهش یافته اند.

جدول (۲): پارامترهای اصلی ارتفاع سد شاتکی و مقاومت سری بدست آمده از روش نوره مربوط به نواحی مختلف سیلیکون متخلخل

ناحیه	$\Phi_{B0}(eV)$	$R_s$
$P_1$	---	---
$P_2$	۰/۷۲	۱۰۶
$P_3$	۰/۷۵	۱۶۶
$P_4$	۰/۷۸	۲۵۸
$P_5$	۰/۷۵	۲۰۷

نتایج بدست آمده از هر دو روش نوره و  $I-V$  در توافق کامل با همدیگر بوده و نشان می دهند که با افزایش میزان اچینگ کارایی دیود افزایش یافته است.

$$I = AA^* \exp\left(-\frac{q\phi_{B0}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1\right] \quad (1)$$

که در اینجا  $A, V, A^*, n, \Phi_{B0}, k, T, q, R_s$  به ترتیب جریان، ولتاژ اعمالی، مساحت سطح تماس، ثابت ریچاردسون، فاکتور ایده آلی، دمای مطلق، ثابت بولتزمن، بار الکتریکی و مقاومت سری می باشد. جریان معکوس اشباع را می توان از عرض از مبدا قسمت خطی منحنی  $\ln(I)-V$  در بایاس صفر بدست آورد:

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{B0}}{kT}\right) \quad (2)$$

فاکتور ایده آلی  $n$  بصورت، مقدار انحراف اطلاعات  $I-V$  تجربی از تئوری ترمویونی ایده آل تعریف می شود و از شیب قسمت خطی نمودار  $\ln(I)-V$  در رابطه (۱) بصورت زیر بدست می آید.

$$n = \frac{q}{kT} \left( \frac{dV}{d(\ln I)} \right) \quad (3)$$

یکی از پارامترهای مهم و موثر در کارایی دیود، مقاومت سری ( $R_s$ ) می باشد. همانطور که از جدول ۱ مشاهده می شود با افزایش میزان فرآیند اچینگ مقاومت سری افزایش یافته و در ناحیه  $p_4$  سیلیکون به بیشترین مقدار خود رسیده و پس از آن کاهش یافته است. افزایش مقاومت سری باعث جلوگیری از جریان نشستی شده و در نتیجه موجب افزایش یکسوسازی و کارایی دیود می شود. روشهای مختلفی برای بررسی تاثیر مقدار  $R_s$  بر روی پارامترهای الکتریکی دیود ها وجود دارد. از آنجا که مقدار  $R_s$  می تواند مانعی برای تعیین دقیق ارتفاع سد از طریق منحنی  $\ln(I)-V$  باشد به همین دلیل از روش نوره برای مقایسه و بررسی رفتار نواحی مختلف سیلیکون متخلخل استفاده شده است.

رابطه وابستگی به ولتاژ تابع نوره  $F(V)$  عبارت است از [۱۲]:

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q} \left( \frac{I(V)}{AT^2} \right) \quad (4)$$

در این رابطه  $\gamma$  اولین عدد صحیح بزرگتر از  $n$  می باشد. تابع نوره دیودهای مختلف از رابطه بالا بدست آمده که در شکل (۲) مشاهده می شود.



#### ۴- نتیجه

[10] S.M. Afonina, E.D. Maslennikov, S.V. Zobotnov, L.A. Golovan, All-optical switching in photonic crystals based on porous silicon, in: Photonic Crystal Materials and Devices IX, International Society for Optics and Photonics, 2010, pp. 77131M.

[11] A. Efimova, A. Eliseev, V. Georgobiani, M. Kholodov, A. Kolchin, D. Presnov, N. Tkachenko, S. Zobotnov, L. Golovan, P. Kashkarov, Enhanced photon lifetime in silicon nanowire arrays and increased efficiency of optical processes in them, Optical Quantum Electronics, 48 (2016) 232.

[12] H. Norde, A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance, Journal of applied physics, 50 (1979) 5052-5053.

[13] A. Farag, A. Ashery, E. Ahmed, M. Salem, Effect of temperature, illumination and frequency on the electrical characteristics of Cu/p-Si Schottky diode prepared by liquid phase epitaxy, Journal of Alloys Compounds, 495 (2010) 116-120.

در این تحقیق تاثیر میزان فرایند اچینگ بر روی پارامترهای مهم الکتریکی سیلیکون نوع p از طریق دو روش I-V و روش نورده مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بدست آمده از هر دو روش در توافق کامل بوده و نشان دادند که با افزایش میزان فرایند اچینگ (در نتیجه افزایش تخلخل سطح سیلیکون) پارامترهای مهم دیودی از قبیل فاکتور ایده آلی (n)، جریان اشباع (I<sub>0</sub>) کاهش، و ارتفاع سد در بایاس صفر (Φ<sub>B0</sub>)، مقاومت در بایاس مستقیم (R<sub>s</sub>) و میزان یکسوسازی (RR) افزایش یافته است. بنابراین افزایش میزان تخلخل باعث حرکت از سمت رفتار شبه اهمی به سمت رفتار دیودی شده و کارایی و یکسوسازی دیودی افزایش یافته است.

#### مراجع

[1] H.-P. Chou, M.A. Unger, S.R. Quake, A microfabricated rotary pump, Biomedical Microdevices, 3 (2001) 323-330.

[2] A. Werber, H. Zappe, Tunable, membrane-based, pneumatic micro-mirrors, Journal of Optics A: Pure Applied Optics, 8 (2006) S313.

[3] H. Föll, M. Christophersen, J. Carstensen, G. Hasse, Formation and application of porous silicon, Materials Science Engineering: R: Reports, 39 (2002) 93-141.

[4] E.K. Richman, C.B. Kang, T. Brezesinski, S.H. Tolbert, Ordered mesoporous silicon through magnesium reduction of polymer templated silica thin films, Nano letters, 8 (2008) 3075-3079.

[5] J.-F. Wang, K.-X. Wang, F.-H. Du, X.-X. Guo, Y.-M. Jiang, J.-S. Chen, Amorphous silicon with high specific surface area prepared by a sodiothermic reduction method for supercapacitors, Chemical Communications, 49 (2013) 5007-5009.

[6] C.J. Oton, M. Ghulinyan, Z. Gaburro, P. Bettotti, L. Pavesi, L. Pancheri, S. Gialanella, N. Capuj, Scattering rings as a tool for birefringence measurements in porous silicon, Journal of applied physics, 94 (2003) 6334-6340.

[7] H. Föll, H. Hartz, E. Ossei-Wusu, J. Carstensen, O. Riemenschneider, Si nanowire arrays as anodes in Li ion batteries, physica status solidi - Rapid Research Letters, 4 (2010) 4-6.

[8] P. Yang, R. Yan, M. Fardy, Semiconductor nanowire: what's next?, Nano letters, 10 (2010) 1529-1536.

[9] G. Bronstrup, N. Jahr, C. Leiterer, A. Csáki, W. Fritzsche, S. Christiansen, Optical properties of individual silicon nanowires for photonic devices, ACS nano, 4 (2010) 7113-7122.

Aug. 17-19, 2019

## برهنه‌های باریکه‌های لاگر-گوسی با لاگر-گوسی آینه‌ای و بررسی جزئیات خاصیت خودترمیمی آنها

فاضل سعادت‌تی شرفه<sup>۱\*</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۲</sup>، عبدالله برهانی فر<sup>۲</sup>، احسان احدی اخلاقی<sup>۴</sup>، پری امیری<sup>۳</sup>

گروه ریاضی، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران<sup>۱</sup>، [fazelsaadati@gmail.com](mailto:fazelsaadati@gmail.com)

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران<sup>۲</sup>

گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری‌های نوین، دانشگاه فناوری‌های نوین سیلان، نمین، اردبیل، ایران<sup>۳</sup>

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، ایران<sup>۴</sup>

**چکیده:** در این مقاله خاصیت خودترمیمی باریکه‌های لاگر-گوسی (LG) و باریکه‌های برهنه‌ی شده لاگر-گوسی با لاگر-گوسی آینه‌ای (LG+MLG)، هم از لحاظ کمی و هم از لحاظ شهودی با جزئیات کامل بررسی شده است. بدین منظور با اعمال ماسک‌های دایره‌ای و مربعی متفاوت، باریکه‌ها به روش هم گشت هویگنز<sup>۱</sup> انتشار داده شده‌اند. بررسی نتایج شبیه سازی حاکی از آن است که باریکه های LG+MLG، خودترمیمی مطلوبتری نسبت به باریکه‌های LG از خود نشان می‌دهند.

**کلید واژه:** باریکه لاگر-گوسی، لاگر-گوسی آینه‌ای، خودترمیمی، روش هم گشت هویگنز.

## The superposition of Laguerre-Gaussian and Mirrored Laguerre-Gaussian Beams and Investigation of Their Self- Reconstruction Property

Fazel Saadati-Sharafteh<sup>1,3\*</sup>, Yashar Azizian-Kalandaragh<sup>2,3</sup>, Abdollah Borhanifar<sup>2</sup>, Ehsan A. Akhlaghi<sup>4</sup>, Pari Amiri<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Department of Mathematics, Payam Noor University, Tehran, Iran

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran

<sup>3</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

<sup>4</sup>Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan 45137-66731, Iran

**Abstract-** In this paper, we detail the self-reconstruction property of the superposition of Laguerre-Gaussian and Mirrored Laguerre-Gaussian beams, observationally and quantitatively. For this purpose, by exerting two kinds of masks, the beams are propagated via Huygens Convolution Method. Simulation results show that the self-reconstruction property of the superposition of Laguerre-Gaussian and Mirrored Laguerre-Gaussian beams is more desirable than the Laguerre Gaussian beams.

**Keywords:** Laguerre-Gaussian beams, Mirrored Laguerre-Gaussian beams, Self-healing, Huygens Convolution method.

<sup>1</sup> Huygens Convolution method

## ۱ - مقدمه

در سال‌های اخیر کاربرد توابع خاص ریاضی در تولید و انتشار نور ساختار یافته بسیار مورد توجه قرار گرفته است [1]. در واقع از توابع خاص ریاضی جهت نمایش باریکه‌های ساختار یافته استفاده شده و بسیاری از ویژگی‌های آنها توسط این دسته از توابع قابل توصیف می‌باشد. این نوع باریکه‌ها به آسانی تولید می‌شوند و تعداد زیادی از آنها در طول انتشار خود را حفظ می‌نمایند. در بین باریکه‌های ساختار یافته، باریکه‌های لاگر-گوسی یکی از میدان‌های اپتیکی خوش تعریف هستند. شکل شدت عرضی این میدان‌ها در طول انتشار در یک محیط همگن یکنواخت بوده و در مختصات استوانه‌ای، تقارن محوری دارند. این باریکه‌های چرخان، حامل تکانه زاویه‌ای مداری نیز هستند [2]. و در اطلاعات کوانتومی [3] و دستکاری ذرات [4] توجه خاصی به این نوع باریکه‌ها صورت گرفته است.

یکی از خواص منحصربفرد و مهم کلیه باریکه‌ها، خاصیت خودترمیمی<sup>۱</sup> است که توانایی ترمیم دامنه باریکه را در کمترین فاصله از مانع توصیف می‌کند. کارهای پژوهشی زیادی در مورد این ویژگی باریکه‌ها انجام شده است. به عنوان مثال، ویژگی خودترمیمی باریکه‌های ایری در فضای آزاد به صورت نظری مطالعه شده است [5,6]. همچنین این ویژگی باریکه‌های ایری، توسط بروکی و همکارانش نه تنها به صورت نظری بلکه به صورت تجربی بررسی شده و آنها نشان داده‌اند که این باریکه‌ها می‌توانند شکل و ساختارشان را تحت شرایط آشفستگی حفظ کنند [7]. وی و همکارانش دینامیک انتشار باریکه‌های ایری چرخان را تحلیل و بار توپولوژیکی، خاصیت خودترمیمی و شتاب عرضی آنها را به صورت تجربی بررسی کرده، یک روش بسیار موثر برای تولید باریکه‌های چرخان منحصربفردی با خاصیت خودترمیمی و شتاب عرضی برای کاربرد در اپتیک و فوتونیک ارائه داده‌اند [8]. رینگ و همکارانش، بر اساس تابع پیرسی، جواب جدیدی برای معادله پیرامحور ارائه داده و خواص خودکانونی و خودترمیمی آن را مطالعه کرده‌اند [9]. ساختار حلقوی اپتیکی برهنه‌ی دو باریکه لاگر-گوسی هم محور با کمر باریکه یکسان توسط وایتی و همکارش، به صورت تجربی تولید شده و نشان داده‌اند که این نوع باریکه‌ها علی‌رغم پراشی بودن دارای ویژگی خودترمیمی هستند [10]. آیلو و همکارش مکانیسم خود ترمیمی باریکه بسل را ارائه داده و کمترین فاصله خودترمیمی آن از مانع را به دست آورده‌اند [11]. لیتوین و همکارانش خودترمیمی باریکه‌های شبه بسل را به صورت تحلیلی و تجربی مطالعه کرده [12]. و گنگ و همکارانش رفتار غیرپراشی و خودترمیمی باریکه بسل نامتقارن را با استفاده از شبیه سازی عددی بررسی نموده‌اند [13].

در این پژوهش دو باریکه لاگر-گوسی و لاگر-گوسی آینه‌ای با یکدیگر برهنه‌ی شده‌اند که نتیجه بررسی‌ها نشان می‌دهد باریکه حاصل از برهنه‌ی دو باریکه لاگر-گوسی با لاگر-گوسی آینه‌ای، در مقایسه با باریکه لاگر-گوسی دارای خاصیت خودترمیمی بهتری است. بنابراین با در نظر گرفتن مزایای بسیار مهم باریکه‌های لاگر-گوسی، نقض خاصیت خودترمیمی جزئی آنها نیز با برهنه‌ی دو باریکه لاگر-گوسی با لاگر-گوسی آینه‌ای به طور قابل توجهی بهبود می‌یابد. علاوه بر مورد یاد شده، با تعریف یک تابع تشابه، میزان کمی ویژگی خودترمیمی باریکه‌ها در انتشار با استفاده از روش هم‌گشت هویگنز، با جزئیات کامل مورد بررسی قرار گرفته است که به تفصیل بیان خواهد شد.

## ۲ - تئوری برهنه‌ی باریکه‌های لاگر-گوسی با لاگر-گوسی آینه‌ای

دامنه مختلط یک باریکه لاگر-گوسی در مختصات دکارتی به صورت زیر تعریف می‌شود: [14]

$$E_{nm}(x,y,z) = \frac{w_0}{w(z)} \left( \frac{\sqrt{2}}{w(z)} \right)^m (x \pm iy)^m L_n^m \left[ \frac{2(x^2+y^2)}{w^2(z)} \right] \exp \left[ -\frac{(x^2+y^2)}{w^2(z)} + \frac{ik(x^2+y^2)}{2R(z)} \right] \exp[-i(m+2n+i)\zeta(z)], \quad (1)$$

که در آن  $w_0$  شعاع کمر باریکه گوسی،  $\lambda$  طول موج،  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$  برد رایلی،  $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ ،  $\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$ ، فاز گوی،  $m$  بار توپولوژیکی چرخان باریکه لاگر-گوسی، و  $L_n^m$  چندجمله‌ای لاگر مرتبط می‌باشند. در عمل با افزایش  $m$ ، شعاع شدتی باریکه‌ها افزایش می‌یابد. فرم آینه‌ای شده باریکه‌های لاگر-گوسی نسبت به محور عرض‌ها با استفاده از منشور داو<sup>۲</sup> با رابطه زیر توصیف می‌شود:

$$ME_{nm}(x,y,z) = \frac{w_0}{w(z)} \left( \frac{\sqrt{2}}{w(z)} \right)^m (x - (\pm i)y)^m L_n^m \left[ \frac{2(x^2+y^2)}{w^2(z)} \right] \exp \left[ -\frac{(x^2+y^2)}{w^2(z)} + \frac{ik(x^2+y^2)}{2R(z)} \right] \exp[-i(m+2n+i)\zeta(z)], \quad (2)$$

بنابراین شدت حاصل از برهنه‌ی باریکه‌های لاگر-گوسی با لاگر-گوسی آینه‌ای به صورت زیر خواهد بود:

<sup>1</sup> Self-healing

<sup>2</sup> Dove Prism

$$I(x, y, z) = |E_{nm}(x, y, z) + ME_{nm}(x, y, z)|^2 \quad (3)$$

### ۳- کمی کردن میزان خودترمیمی باریکه‌ها

برای نشان دادن میزان کمی خودترمیمی باریکه‌ها، تابع تشابه زیر را تعریف می‌کنیم به طوری که این تابع، درصد تشابه بین باریکه انتشار داده شده بدون ماسک  $A$ ، و باریکه انتشار داده شده  $B$  با ماسک‌های دایره‌ای و مربعی را ارائه می‌دهد.

$$\text{similarity}(A, B) = \left(1 - \sqrt{\frac{\|A^2 - B^2\|}{\|(A+B)^2\|}}\right) * 100 \quad (4)$$

که در آن منظور از توان  $n$  ام هر ماتریس، توان  $n$  ام درایه به درایه آن ماتریس و نرم داده شده همان نرم فروبنیوس ماتریس می‌باشد. به منظور وضوح هرچه بیشتر میزان کمی خودترمیمی اصطلاحات خودترمیمی مثبت و خودترمیمی منفی تعریف می‌شود. منظور از خودترمیمی مثبت این است که در صد تشابه باریکه ترمیم یافته با باریکه اصلی در مقایسه با باریکه ماسک شده در فاصله‌ای که بیشترین درصد تشابه وجود دارد بیشتر است و در مقابل خودترمیمی منفی به این معنی است که در صد تشابه باریکه ترمیم یافته در فاصله‌ای که بیشترین درصد تشابه را دارد کمتر از درصد تشابه باریکه ماسک شده در صفحه مقدماتی است.

### ۴- روش هم گشت هویگنز<sup>۳</sup>

چندین روش برای محاسبه پراش باریکه‌ها در طول انتشار وجود دارد که می‌توان از میان آنها به روش طیف زاویه‌ای، روش تبدیل فرنل و روش هم گشت هویگنز اشاره نمود. ما در این تحقیق از انتگرال هم گشت هویگنز استفاده می‌کنیم [15]:

$$E(x, y, z) = E_0 \odot S_H = F^{-1}\{F\{E_0(x_0, y_0)\}[k_x, k_y]F\{S_H(x_0, y_0)\}[k_x, k_y]\}[x, y] \quad (5)$$

که در آن تابع انتشار نقطه‌ای<sup>۴</sup> هویگنز به صورت زیر است

$$S_H(x, y, z) = -\frac{ik}{2\pi z} \exp\left(ik\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}\right) \quad (6)$$

همان طور که از رابطه (5) ملاحظه می‌شود، در انتشار با این روش، از سه تبدیل فوریه استفاده می‌شود.

### ۵- نتایج کمی و شهودی خودترمیمی

در این بخش، خودترمیمی شهودی و میزان خودترمیمی کمی باریکه‌های LG و LG+MLG، با ماسک‌های دایره‌ای و مربعی هم مساحت اعمال شده روی باریکه به مساحت‌های ۳۱۴ و ۲۸۲۷ پیکسل را با جزئیات کامل به ازای بارهای توپولوژیکی مختلف  $m = 1, 2, 5, 10$  مورد بررسی قرار خواهیم داد.

رفتار خودترمیمی باریکه لاگر-گاوسی و برهنه‌ی دو باریکه لاگر-گاوسی با لاگر-گاوسی آینه‌ای، در یک آرایه شبکه بندی شده ۱۰۰۰ در ۱۰۰۰ پیکسل با کمر باریکه  $1000\lambda$  مورد بررسی قرار گرفته شده است که در آن  $\lambda = 632.8 \times 10^{-9}$  می‌باشد. باریکه‌های لاگر-گاوسی به عنوان یکی از پراهمیت‌ترین باریکه‌های موجود دارای کاربردهای بسیاری است. ولی یکی از معایب باریکه‌های لاگر-گاوسی در مقایسه با باریکه‌های غیر پراشی دیگر مانند بسل و غیره، داشتن خاصیت خودترمیمی جزئی آنهاست.

شکل (۱) انتشار باریکه‌های برهنه‌ی شده با کمر باریکه  $1000\lambda$  و ماسک دایره‌ای به مساحت ۳۱۴ پیکسل، با استفاده از روش هم گشت هویگنز را در مسافت‌های مختلف نشان می‌دهد که به عنوان نمونه، توزیع شدت این باریکه در ۱۰ مسافت دلخواه و میزان تشابه آنها با باریکه انتشار داده شده بدون ماسک، زیر هر یک از توزیع شدت باریکه‌ها آورده شده است. به عنوان مثال، میزان تشابه باریکه برهنه‌ی شده با باریکه بدون ماسک در صفحه مقدماتی  $Z = 0$  برابر ۹۵.۲۳ درصد و بیشترین میزان تشابه در فاصله  $Z_{opt} = 2.2$  متر برابر ۹۹.۱۲ درصد است.

		m=1									
Circular mask	LG + MLG										
		Sim(Z=0)= 95.23	Sim(Z=0.2)= 96.12	Sim(Z=0.4)= 96.38	Sim(Z=0.6)= 96.75	Sim(Z=0.8)= 97.34	Sim(Z=1.2)= 98.80	Sim(Z <sub>opt</sub> =2.2)= 99.12	Sim(Z=3.2)= 99.02	Sim(Z=4.2)= 98.75	Sim(Z=5.2)= 97.47

شکل (۱) انتشار باریکه  $LG + MLG$  با کمر باریکه  $1000\lambda$  با استفاده از HCM به ازای  $m = 1$  در فواصل دلخواه

<sup>3</sup> Huygens Convolution Method

<sup>4</sup> Point Spread Function (PSF)

در شکل (2) به طور مقایسه‌ای رفتار کمی شده باریکه‌های  $LG$  و  $LG + MLG$  دارای کمر باریکه  $1000\lambda$  با ماسک‌های دایره‌ای و مربعی هم مساحت به مساحت  $314$  پیکسل به ازای  $m$  های مختلف بررسی شده است. نتایج بررسی‌ها نشان می‌دهد که به دلیل تقارن موجود در ماسک دایره‌ای، خاصیت خودترمیمی ملاحظه شده در همه موارد نسبت به ماسک مربعی بیشتر است. به لحاظ شهودی نیز این امر مشهود است. مهمترین نتیجه‌ای که با توجه به شکل (2) می‌توان گرفت آن است که در مقایسه باریکه‌های  $LG$  و  $LG+MLG$ ، در تمامی حالت‌ها باریکه‌های  $LG+MLG$  دارای خاصیت خودترمیمی بیشتری نسبت به باریکه‌های لاگر-گوسی هستند. به عنوان مثال، به ازای بار توپولوژیکی  $m = 1$  در خصوص باریکه‌های لاگر-گوسی با ماسک دایره‌ای میزان تشابه پس از انتشار از  $97.10\%$  درصد در  $Z = 0$  به  $98.36\%$  درصد در  $Z_{opt} = 2.8$  متر افزایش می‌یابد در حالی که در مورد مشابه برای باریکه  $LG+MLG$  میزان تشابه از  $95.23\%$  درصد در  $Z = 0$  به  $99.12\%$  درصد در  $Z_{opt} = 2.2$  متر افزایش می‌یابد. در مورد ماسک مربعی نیز به طور شهودی و کمی رفتار مشابه مشاهده می‌شود. به وضوح با افزایش  $m$ ، میزان اختلاف تشابه هر دو باریکه در دو صفحه مقدماتی و بهینه، با در نظر گرفتن هر دو ماسک همواره کاهش می‌یابد. در تمامی حالت‌ها باریکه‌های  $LG+MLG$  نسبت به باریکه‌های لاگر-گوسی، در مسافت کمتری از صفحه مقدماتی به بیشترین میزان تشابه می‌رسند. همچنین توزیع شدت در باریکه‌های  $LG$  نامتقارن بوده و لکه‌های پر شدت در نقاطی به تعداد بارهای توپولوژیکی باریکه مورد نظر در روی باریکه متمرکز شده‌اند.

		m=1		m=2		m=5		m=10	
Circular mask	LG								
		Sim(Z=0) =97.10	Sim(Z <sub>opt</sub> =2.8) =98.36	Sim(Z=0) =96.97	Sim(Z <sub>opt</sub> =3.2) =98.04	Sim(Z=0) =96.74	Sim(Z <sub>opt</sub> =4.4) =97.15	Sim(Z=0) =96.58	Sim(Z <sub>opt</sub> =5.8) =96.32
Circular mask	LG+MLG								
		Sim(Z=0) =95.23	Sim(Z <sub>opt</sub> =2.2) =99.12	Sim(Z=0) =95.08	Sim(Z <sub>opt</sub> =2.6) =98.85	Sim(Z=0) =95.05	Sim(Z <sub>opt</sub> =2.4) =97.93	Sim(Z=0) =95.64	Sim(Z <sub>opt</sub> =3.6) =96.77
Square mask	LG								
		Sim(Z=0) =96.91	Sim(Z <sub>opt</sub> =2.8) =98.19	Sim(Z=0) =96.77	Sim(Z <sub>opt</sub> =3.4) =97.83	Sim(Z=0) =96.53	Sim(Z <sub>opt</sub> =4.6) =96.85	Sim(Z=0) =96.39	Sim(Z <sub>opt</sub> =5.8) =95.98
Square mask	LG+MLG								
		Sim(Z=0) =94.92	Sim(Z <sub>opt</sub> =2.4) =99.07	Sim(Z=0) =94.77	Sim(Z <sub>opt</sub> =2.6) =98.77	Sim(Z=0) =94.82	Sim(Z <sub>opt</sub> =2.4) =97.77	Sim(Z=0) =95.56	Sim(Z <sub>opt</sub> =3.6) =96.58

شکل (2) انتشار باریکه‌های  $LG$  و  $LG + MLG$ ، با یک ماسک دایره‌ای و یک ماسک مربعی با مساحت  $314$  پیکسل، با میزان تشابه در صفحه مقدماتی  $Z = 0$  و میزان تشابه در فاصله  $Z_{opt}$  از صفحه مقدماتی

همانطور که در شکل (3) نیز مشاهده می‌شود، مشابه نتایج قبلی با افزایش مساحت ماسک دایره‌ای و مربعی به  $2827$  پیکسل، میزان خودترمیمی باریکه‌های برهنه‌شده همواره بیشتر از باریکه‌های لاگر-گوسی است. لازم به توضیح است که در این حالت باریکه‌های لاگر-گوسی با توجه به اندازه ماسک‌ها، با ازای تمام  $m$  ها از لحاظ کمی دارای میزان خودترمیمی منفی بوده و به لحاظ شهودی نیز توزیع شدت نامتقارن و غیر یکنواخت هستند. باریکه‌های برهنه‌شده با لحاظ هر دو ماسک دایره‌ای و مربعی در همه حالت‌ها به جز  $m=2$  در یک فاصله به بیشترین میزان خودترمیمی می‌رسند. با مقایسه دو شکل (2) و (3) در می‌یابیم که با افزایش مساحت ماسک، باریکه‌های لاگر-گوسی، خاصیت خودترمیمی خود را از دست می‌دهند.



One mask 30 pixel		m=1		m=2		m=5		m=10	
Circular Mask	LG								
		Sim(Z=0) =91.65	Sim(z <sub>opt</sub> =8.6) =90.38	Sim(Z=0) =91.67	Sim(z <sub>opt</sub> =0.6) =89.46	Sim(Z=0) =91.72	Sim(z <sub>opt</sub> =1) =90.72	Sim(Z=0) =91.90	Sim(z <sub>opt</sub> =2.8) =90.71
	LG+MLG								
		Sim(Z=0) =85.95	Sim(z <sub>opt</sub> =4.8) =96.16	Sim(Z=0) =87.70	Sim(z <sub>opt</sub> =2.4) =93.47	Sim(Z=0) =91.83	Sim(z <sub>opt</sub> =2.4) =93.81	Sim(Z=0) =91.97	Sim(z <sub>opt</sub> =1.6) =92.55
Square mask	LG								
		Sim(Z=0) =91.48	Sim(z <sub>opt</sub> =8.6) =90.24	Sim(Z=0) =91.58	Sim(z <sub>opt</sub> =0.2) =90.07	Sim(Z=0) =91.73	Sim(z <sub>opt</sub> =1.2) =90.47	Sim(Z=0) =92.07	Sim(z <sub>opt</sub> =2.2) =90.28
	LG+MLG								
		Sim(Z=0) =85.76	Sim(z <sub>opt</sub> =4.8) =96.06	Sim(Z=0) =87.81	Sim(z <sub>opt</sub> =2.2) =93.36	Sim(Z=0) =91.87	Sim(z <sub>opt</sub> =2.4) =94.01	Sim(Z=0) =92.48	Sim(z <sub>opt</sub> =1.6) =92.78

شکل (۳) انتشار باریکه‌های  $LG + MLG$  و  $LG$  با یک ماسک دایره‌ای و یک ماسک مربعی با مساحت ۲۸۲۷ پیکسل، با میزان تشابه در صفحه مقدماتی  $Z = 0$  و میزان تشابه در فاصله  $Z_{opt}$  از صفحه مقدماتی

شکل (۴) نشان می‌دهد که با افزایش تعداد ماسک‌های دایره‌ای و مربعی به دو ماسک متقارن، باز هم میزان خودترمیمی باریکه‌های  $LG+MLG$  بیشتر از باریکه‌های  $LG$  است. با توجه به شکل در باریکه‌های  $LG$  با هر دو ماسک دایره‌ای و مربعی، تعداد لکه‌های پر شدت در نقاطی به تعداد  $2m$  در روی باریکه‌ها متمرکز شده‌اند. همچنین می‌توان گفت که با توجه به تقارن ماسک‌های اعمال شده، باریکه‌های برهنه‌ی شده شامل دو ماسک در اکثر موارد به جز در حالت  $m=10$ ، سریعتر از باریکه‌های شامل یک ماسک، به ماکسیمم میزان خودترمیمی دست می‌یابند.

Two mask 10 pixel		m=1		m=2		m=5		m=10	
Circular mask	LG								
		Sim(Z=0) =95.84	Sim(z <sub>opt</sub> =2.6) =98.51	Sim(Z=0) =95.67	Sim(z <sub>opt</sub> =3.4) =98.29	Sim(Z=0) =95.33	Sim(z <sub>opt</sub> =2.6) =97.18	Sim(Z=0) =95.14	Sim(z <sub>opt</sub> =3.4) =95.30
	LG+MLG								
		Sim(Z=0) =93.10	Sim(z <sub>opt</sub> =2.4) =99.09	Sim(Z=0) =92.89	Sim(z <sub>opt</sub> =2.6) =98.83	Sim(Z=0) =92.86	Sim(z <sub>opt</sub> =2.2) =97.30	Sim(Z=0) =93.78	Sim(z <sub>opt</sub> =3.6) =94.82
Square mask	LG								
		Sim(Z=0) =95.57	Sim(z <sub>opt</sub> =2.6) =98.36	Sim(Z=0) =95.38	Sim(z <sub>opt</sub> =3.4) =98.13	Sim(Z=0) =95.04	Sim(z <sub>opt</sub> =2.6) =96.85	Sim(Z=0) =94.86	Sim(z <sub>opt</sub> =3.4) =94.88
	LG+MLG								
		Sim(Z=0) =92.63	Sim(z <sub>opt</sub> =2.4) =99.04	Sim(Z=0) =92.43	Sim(z <sub>opt</sub> =2.6) =98.73	Sim(Z=0) =92.51	Sim(z <sub>opt</sub> =2.2) =97.07	Sim(Z=0) =93.66	Sim(z <sub>opt</sub> =3.6) =94.53

شکل (۴) انتشار باریکه‌های  $LG + MLG$  و  $LG$  با دو ماسک دایره‌ای و مربعی با مساحت ۳۱۴ پیکسل، با میزان تشابه در صفحه مقدماتی  $Z = 0$  و میزان تشابه در فاصله  $Z_{opt}$  از صفحه مقدماتی

با دقت در شکل (۵) نتیجه می‌گیریم که علاوه بر مثبت بودن میزان خودترمیمی باریکه‌های  $LG+MLG$ ، در برخی از موارد میزان خودترمیمی باریکه‌های  $LG$  منفی بوده و غالباً باریکه‌های  $LG+MLG$  در فواصل کمتری نسبت به باریکه‌های  $LG$ ، به ماکسیمم میزان خودترمیمی خود دست می‌یابند. توزیع شدت در باریکه‌های  $LG$  نامتقارن بوده و مشابه حالت قبل تعداد لکه‌های پر شدت دو برابر بار توپولوژیکی باریکه  $LG$  است.



در مقایسه شکل‌های (۴) و (۵) به وضوح ملاحظه می‌شود که در تمامی موارد، میزان خودترمیمی باریکه‌های برهنه‌ی شده لاگر-گاوسی با لاگر-گاوسی آینه‌ای شکل (۵) از لحاظ کمی بسیار بهتر از باریکه‌های برهنه‌ی شده شکل (۴) بوده و با توجه به اندازه ماسک‌ها، از لحاظ شهودی تمام باریکه‌های شکل (۴) بهتر از باریکه‌های شکل (۵) هستند. همچنین به جز حالت  $m=1$  در تمامی موارد باریکه‌های برهنه‌ی شده نسبت به باریکه‌های لاگر-گاوسی در کمترین فاصله از مانع، به بیشترین میزان خودترمیمی می‌رسند. از شکل‌های (۴) و (۵) نیز می‌توان دریافت که در صورت مثبت بودن، اختلاف میزان خودترمیمی باریکه‌های شکل (۵) به مراتب بهتر از باریکه‌های شکل (۴) می‌باشند.

two mask 30 pixel		m=1		m=2		m=5		m=10	
Circular mask	LG								
		Sim(Z=0)=87.46	Sim( $z_{opt}=4.8$ )=91.88	Sim(Z=0)=87.53	Sim( $z_{opt}=5.2$ )=91.49	Sim(Z=0)=87.61	Sim( $z_{opt}=1.4$ )=85.86	Sim(Z=0)=87.94	Sim( $z_{opt}=2.2$ )=86.42
	LG+MLG								
		Sim(Z=0)=77.77	Sim( $z_{opt}=4.8$ )=94.85	Sim(Z=0)=80.42	Sim( $z_{opt}=2.6$ )=92.44	Sim(Z=0)=87.82	Sim( $z_{opt}=1.6$ )=92.95	Sim(Z=0)=88.03	Sim( $z_{opt}=1.8$ )=89.24
Square mask	LG								
		Sim(Z=0)=87.24	Sim( $z_{opt}=5$ )=91.77	Sim(Z=0)=87.41	Sim( $z_{opt}=5.2$ )=91.46	Sim(Z=0)=87.65	Sim( $z_{opt}=1.6$ )=85.94	Sim(Z=0)=88.21	Sim( $z_{opt}=2$ )=86.39
	LG+MLG								
		Sim(Z=0)=77.40	Sim( $z_{opt}=4.8$ )=94.78	Sim(Z=0)=80.45	Sim( $z_{opt}=2.6$ )=92.41	Sim(Z=0)=87.88	Sim( $z_{opt}=1.6$ )=92.94	Sim(Z=0)=88.88	Sim( $z_{opt}=1.6$ )=89.28

شکل (۵) انتشار باریکه‌های  $LG$  و  $LG + MLG$ ، با دو ماسک دایره‌ای و دو ماسک مربعی با مساحت برابر  $2827$  پیکسل، با میزان تشابه در صفحه مقدماتی  $z = 0$  و میزان تشابه در فاصله  $z_{opt}$  از صفحه مقدماتی

## ۶- نتیجه گیری

در این پژوهش خاصیت خود ترمیمی باریکه‌های لاگر-گاوسی و باریکه‌های لاگر-گاوسی برهنه‌ی شده با باریکه‌های لاگر-گاوسی آینه‌ای مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج بررسی‌ها، حاکی از آن است که باریکه‌های لاگر-گاوسی آینه‌ای برهنه‌ی شده با باریکه‌های لاگر-گاوسی دارای خاصیت خود ترمیمی بیشتری نسبت به باریکه‌های لاگر-گاوسی عادی هستند. همچنین این ویژگی در این مقاله به صورت کمی نیز گزارش شده است.

## مراجع

- [1] D. L. Andrews, "Structured light and its applications: An Introduction to Phase-Structured Beams and Nanoscale Optical Forces" (2008)
- [2] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes". Physical review A., 45, 8185-8189 (1992).
- [3] M. Cheng, L. Guo, J. Li, and Y. Zhang, "Channel capacity of the OAM-based free-space optical communication links with Bessel-Gauss beams in turbulent ocean," IEEE Photon. J. 8, 7901411 (2016).
- [4] N. B. Simpson, K. Dholakia, L. Allen, and M. J. Padgett, "Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: An optical spanner," Opt. Lett. 22, 52-54 (1997).
- [5] X. Chu, G. Zhou, and R. Chen "Analytical study of the self-healing property of Airy beams" PHYSICAL REVIEW A 85, 013815 (2012).
- [6] L. Zhang, F. Ye, M. Cao, D. Wei, P. Zhang, H. Gao, AND F. Li, "Investigating the self-healing property of an optical Airy beam" Vol. 40, No. 21, 2015, Optics Letters.

- [7] J. Broky, G. A. Siviloglou, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, "Self-healing properties of optical Airy beams" 2008 / Vol. 16, No. 17 / OPTICS EXPRESS pp12880-12891.
- [8] B. Y. Wei, P. Chen, S. J. Ge, W. Duan, W. Hu, and Y. Q. Lu, "Generation of self-healing and transverse accelerating optical vortices" APPLIED PHYSICS LETTERS 109, 121105 (2016).
- [9] J. D. Ring, J. Lindberg, A. Mourka, M. Mazilu, K. Dholakia, and M. R. Dennis, "Auto-focusing and self-healing of Pearcey beams", 2012, Vol. 20, No. 17, OPTICS EXPRESS 18955.
- [10] P. Vaity and R. P. Singh, "Self-healing property of optical ring lattice" OPTICS LETTERS , Vol. 36, No. 15, 2011.
- [11] A. Aiello, and G. S. Agarwal, " Wave-optics description of self-healing mechanism in Bessel beams", 2014, Vol. 39, No. 24, OPTICS LETTERS.
- [12] I. Litvin, L. Burger, and A. Forbes, "Self-healing of Bessel-like beams with longitudinally dependent cone angles"
- [13] L. Gong, X. Qiu, Q. Zhao, Y. M. Li, "Self-healing Behavior of the Non-diffracting Asymmetric Bessel Beams" 2015.
- [14] A. A. Kovalev, V. V. Kotlyar, and A. P. Porfirev, " Asymmetric Laguerre-Gaussian beams" PHYSICAL REVIEW A 93, 063858 (2016).
- [15] M. K. Kim, "Digital Holographic Microscopy"(2011).

Aug. 17-19, 2019

## کاربردهای لیزرهای رایج در دندانپزشکی

هنرمند جوان بخت\*

\*دکتری ازدانشکده دندانپزشکی دانشگاه تهران\*، باز نشستہ علوم پزشکی

**چکیده:** یکی از روش های نوین در کارهای درمانی و لابراتواری دندانپزشکی استفاده از لیزر می باشد. بافت های دندانی ساختمان متفاوتی دارند و استفاده از لیزر اثرات بیولوژیکی متفاوتی بر روی بافت های دندانی ایجاد می کند و بافت های سخت دندان شامل قسمت ارگانیک و غیر ارگانیک و دارای نقطه ذوب و نیروی کششی متفاوتی می باشند و کاربرد لیزر عکس العمل های هیستولوژیکی متفاوتی ایجاد می کند. اهداف: کاربرد لیزر در دندانپزشکی تسکین درد، عدم خون ریزی، مقرون به صرفه بودن زمان و کاهش ترس در بیماران دندانپزشکی می باشد روش انجام: استفاده و کاربرد لیزرهای رایج قابل استفاده در دندانپزشکی شامل (Er: YAG, HO:, Diode GaAs, Nd:, Er, Cr: YSGG, Nd: YAP, Nd: YAG, CO2) می باشند که در جراحی ها، تورم بعد از جراحی، حذف پوسیدگی اولیه، تهیه حفره دندانی، سیلانت تراپی، جایگزین اچ کردن مینا و عاج دندان، رفع حساسیت دندانها، ترمیم ترک های مینای دندان و ایمپلنت های دندانی استفاده می شود. نتایج: لیزرهای کم توان در کاهش تورم بعد از جراحی دندان عقل در ۱۲ بیمار بهتر از گروه شاهد که داروهای شیمیایی مصرف کرده بودند. در حذف پوسیدگی های دندانی در ۹ بیمار با گروه شاهد، بدون تراش مکانیکی که تخریب دندان را به دنبال دارند بعد از گذشت سه سال کنترل موثر بود. در سیلانت تراپی در ۵۱ بیمار با لیزر با گروه شاهد که سیلانت تراپی شده بودند تفاوت معناداری بود. در حساسیت ناحیه بین دندان و لثه در ۵ بیمار با گروه شاهد نتایج مطلوبی داشت.

**کلید واژه:** بافت سخت و نرم دندان، تورم، حساسیت دندان، سیلانت تراپی، لیزر

## Usages of Common Lasers in Dentistry

Honarmand Javanbakht\*

D.D.S

UNIVERSITY OF MEDICAL SCIENCES, TEHRAN, IRAN\*

drjavanbakht@yahoo.com\*

**Abstract:** One of the new methods in medical treatment and dental laboratory is the use of lasers. Dental tissues have different structures and the use of laser has a different effect on dental tissues, which includes organic and non-organic sections, with a different weld point and tensile strength. **Objectives:** Using laser in dentistry, pain, bleeding and time spent in dentistry is reduced. **methods:** Using the most commonly used dental laser (YAG, HO :, Nd: YAG, CO2, GaAs, Nd :, Er, Cr: YSGG, Nd: YAP) in surgery, postoperative swelling, removal of primary caries Tooth pick, Fissure sealant, Etching enamel, Removal of tooth sensitivity, enamel filling and dental implants is used. **Result:** Weak lasers in reducing of inflation after surgery of wisdom tooth in 12 patients was better than group that they used drugs. In removing caries in 9 patients with without mechanical shaving that follows that tooth decay after three years controlling was effective. in 51 patients who performed with Fissure Sealant laser were better than controlled group. In the sensitivity of the area between the teeth and the gums in the 5 patients with the control group had favourable results.

**Keywords:** Tooth hard and soft tissue, Fissure sealant, surgery, pain, bleeding, laser

## ۱- مقدمه

لیزر در سال ۱۹۱۷ توسط آلبرت انیشتن بصورت گسیل القایی در خصوص انتشار تحریک شده پرتوهای نوری پایه گذاری شد [1]. که فرآیند امکان تشکیل لیزر در سال ۱۹۴۷ را فراهم کرد و لیزر در دندانپزشکی در دهه ۱۹۶۰ توسط میاهان معرفی شد [2]. لیزر از سال ۱۹۷۰ در جامع پزشکی لیزر مورد استفاده قرار گرفت و اولین بار در پزشکی برای انعقاد شبکیه چشم استفاده گردید که منجر به تحقیقات مستمر در زمینه های مختلف گردید [3]. لیزر از نظر ماهیت تابش تفاوتی با نور عادی ندارد ولی خواص فیزیکی و اثرات آن را از نورهای ایجاد شده با چهار ویژگی شامل هم دوسی، تک رنگی، واگرایی کم و موازی بودن پرتوهای تابش از دیگر نورها متمایز می نماید. لیزر از ساطع شدن فوتون های الکترون صورت می گیرد. در یک اتم الکترونها دارای تراز انرژی با خواص منحصری می باشند که در حالت عادی ثابت هستند و در شرایط متفاوت تراز انرژی الکترونها بالا و پایین می رود. در حالتی که الکترون به تراز انرژی پایین تری برود، فوتونهای گوناگونی ساطع می شوند و نور در تمام جهات انتشار می یابد از تراز انرژی های گوناگون، فوتونهایی به رنگ های گوناگونی تولید می شود و در ترکیب تمام این رنگ ها نور سفید حاصل می شود که در این صورت فوتونها در جهت گوناگون فازهای متفاوتی با طول موجهای گوناگون می باشند که این نور یک نور غیر هم دوس (NON-CHERENT) را به هم دوس (CHERENT) تبدیل کند محیط لیزری (LASARY MEDIUM) نامیده می شود [4]. محیط لیزری به محیطی گفته می شود که تقویت نور در آن انجام می شود و این محیط می تواند محیط مایع، جامد و گاز باشد و با عبور نور در محیط فوق نام لیزر نیز به همان نام خوانده می شود [5]. بنا بر گزارش سازمان بهداشت جهانی در سال ۲۰۱۰ پوسیدگی دندانی ۲۹۸ میلیارد دلار بصورت مستقیم و ۱۴۴ میلیارد دلار به صورت غیر مستقیم و در نهایت ۴۴۴ میلیارد دلار خسارت به بودجه اقتصاد کشورهای جهان وارد نموده است. در گزارش ۲۰۱۹ وزارت بهداشت و درمان و آموزش پزشکی ایران اعلام کرد ۲۰۰ میلیون دندان پوسیده در دهان مردم ایران وجود دارد و در سفر ماه می ۲۰۱۹ وزیر بهداشت به شهرستان نمین اظهار داشت با وجود ۳۲۰۰ دندانپزشک در شبکه های بهداشت و درمان ۳ هزار و ۶۰۰ یونیت دندان پزشکی در مراکز درمانی کشور وجود دارد باز از نامناسب بودن شاخص های مربوط به بهداشت دهان و دندان کشور ایران انتقاد کرد و گفت: متأسفانه این شاخص در کشور مناسب نیست. یکی از نوآوری های این پژوهش روش های مناسب پیشگیری با صرف زمان و هزینه کمتر استفاده از توام لیزر و فلوراید برای پیشگیری از پوسیدگی های دندانی با موم و موم شیارهای دندانی می باشد.

## ۲- بیان مسئله

یکی از مشکلات امروزی که مردم با آن مواجه هستند عدم سلامت دهان و دندان می باشد که در کل بدن اثرات نامطلوبی می گذارد برای پیشگیری و درمان روشهای متداولی از جمله کارانه دادن به پزشکان و شعار شهر عاری از پوسیدگی دندان مثمر واقع نشده است ولی استفاده از لیزر در پیشگیری و درمان دهان و دندان موثر واقع شده است. با پیشرفت و تغییرات مداوم علم و صنعت در چند دهه اخیر زندگی بشر امروزی دچار تغییرات و دگرگونی های الکترونیکی فراوانی شده است و البته پیش از آنکه زندگی بشر تغییر نماید خود علم است که بطور مدام در تغییر و تحول می باشد. یکی از علوم که رتبه نخست تغییر و تحول می باشد علوم پزشکی در زمینه های گوناگون می باشد و علم دندانپزشکی نیز یکی از زیر شاخه های علوم پزشکی می باشد که با عضوی از بدن در ارتباط است. می توان گفت سلامت و پیشرفت علم از جمله فعالیت های روزانه هر انسان بدون دندان توانایی آنچنانی نخواهد داشت. دندان در زیبایی، شکل ظاهری صورت، صحبت کردن و عملکرد مناسب دستگاه گوارش سهم بسزایی دارد. یکی از روش های نوینی که در چند دهه اخیر به کمک علم دندانپزشکی آمده لیزر درمانی در دندانپزشکی است. لیزر (LASER) مخفف Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation به معنای تقویت نور توسط نشر تحریک شده پرتو می باشد.

### ۲-۱- اهداف لیزر درمانی در دندانپزشکی

کاربرد لیزرها در دندانپزشکی تنها به جراحی بافت های نرم یا سخت دهان و دندان خلاصه نمی شود. برای تشخیص جرم دندانی و ارزیابی زنده بودن پالپ دندان نیاز به معاینه بالینی با وسایل تشخیصی و صرف زمان بیشتری نیاز دارد و علاوه بر این بیمار متحمل هزینه رادیوگرافی و CBCT و اتلاف وقت میشود.

**لیزرهای با توان پایین** در حالات بسیاری مانند تحریک فعالیت سلول ها، ترمیم سلولی و بافت های دهان دندان، تسکین و کاهش درد، کاهش ادم (تجمع مایعات در بافت های نرم بدن) و التهابات، لیزر با توان پایین سطح مینای دندان را یکنواخت، هموزن، براق و صاف میکند. مقاومت مینا و عاج را در مقابل پوسیدگی دندان با حذف شیارها بالا می برد، نفوذپذیری اسیدهای مخرب دندان و حلالیت مینا را کاهش می دهد و جذب فلوراید توسط مینا را افزایش می دهد و موجب پیشگیری از پوسیدگی دندانها می شود. همچنین اتصال پلاک های میکروبی به سطح دندان را کاهش می

دهدومانع تشکیل جرم دندانی می شود و به علت تراکم مواد معدنی سبب سخت تر شدن مینا و عاج می شود و به پیشگیری از پوسیدگی های شیاری سطوح جونده دندان ها ی به نام فیشور سیلانت تراپی کمک می کند و سبب اتصال هیدروکسی آپاتیت ها به مینای دندان می شود. لیزر با توان بالا سبب تبخیر و خشن شدن سطح مینای دندان می شودکه عامل مهمی در محکم نگهداشتن مواد ترمیمی مانند کامپوزیت ها دردندان ها می شود.لیزر حساسیت دندان هارابا مهر و موم توبول های عاجی را به سرما کاهش می دهد،درتراش دندانها برای ترمیم پرکردگی و روکش گذاشتن و برای خارج کردن کامپوزیت های ترمیمی قدیمی بدون درد انجام می شود، در پالپوتومی بدون درد و کاهش خونریزی دندان نیز به کار می رودکه سبب تبخیر محتویات کانال دندان می شود و آن را استریل می کند،در ضدعفونی نمودن کانال دندان،وسایل درمان ریشه ، نوک ریشه دندان، از بین بردن ضایعات ریشه دندان و کنترل خونریزی محل و کاهش درد و التهاب بعد از عمل نیز به کار می رود.

## ۲-۲- کاربرد های لیزر در دندانپزشکی

کاربرد های لیزر در دندانپزشکی به سه گروه کلی تقسیم می شوند.اول تشخیص است که در این مرحله لیزر به عنوان ابزار تشخیص به کمک دندانپزشک می آید.دوم مرحله درمان و روش های درمانی و سوم آثار شبه دارویی لیزرهای کم توان یا کم شدت می باشد. که تمام این کارها را می توان طبق جدول شماره ۲ بالیزر DIODEبا ضریب تشخیصی بالا در زمان کمتر وبدون اتلاف وقت انجام داد وبه تشخیص رسید[6]. DIODE برای بازسازی لثه،افزایش طول تاج،برداشتن بافت های ملتهب وضایعات عصبی استفاده می شود.از لیزر باتوان کم LLLT در بهبودضایعات آفت عودکننده به عنوان درمان در ۲۴ساعت اولیه استفاده می شودودرد کاهش می بدکه با داروهای شیمیایی باحداقل مصرف یک هفته ودرد بعد از پانزده روز بهبودی نسبی می یابد [7].لیزر CO2 برای برداشتن بافت نرم وهموستازنواحی باعمق کم استفاده می شود.لیزر Nd: YAG برای برش بافت نرم وانعقاد بافت نرم دندانی با هموستازخوب عمل می کند [8]. لیزر Nd: YAG برای بافت های سخت دندانی استفاده می شود [9]. خانواده "اربیوم" لیزر دارای دو نوع متفاوت است ER Cr: YSGG و Er: YAG دارای طول موج های بالایی هستندلیزرانتخابی برای بافت های سخت دندانی می باشد.باتوجه به جدول شماره ۱ و شماره ۲ لیزرها باطول موج بالا برای بافت های سخت ولیزرها باطول موج پایین تر برای بافت های نرم استفاده می شوند.تشخیص شکستگی دندان که بیمار با درد شدید مراجعه می نماید گاهی با معاینات بالینی ورادیوگرافی تشخیص داده نمی شود ولی با لیزر Nd:YAG با تجزیه وتحلیل داخلی دندان براحتی می توان ترک وشکستگی داخلی دندان را تشخیص داد ودردمان کرد.

جدول شماره ۲ لیزرهای ابزار تحقیقاتی در دندانپزشکی				جدول شماره ۱ لیزرهای تشخیصی دندانپزشکی				متغیرهای تشخیصی		
Diode633 and 670 nm	Helium-neon633 nm	Argon488 nm and 515 nm	Er: YAG2940 nm	Nd: YAG1064nm	متغیرهای تحقیقاتی	CO2	Dio de nm	Dio de nm	Helium-neon633 nm	Argon488 nm
✓	✓		✓	✓	تصویربرداری ساختار داخلی دندان	10600 nm	655 nm	633 nm	✓	✓
				✓	تصویربرداری ساختار داخلی دندان					تشخیص جرم دندانی
		✓			تجزیه و تحلیل پالپ دندان		✓			تشخیص پوسیدگی شیارهای دندان
✓	✓				ترمیم دندان		✓	✓		ارزیابی زنده بودن پالپ دندان
			✓	✓	تشخیص شکستگی			✓		رادیوگرافی دندان
				✓	بافت نرم وسخت			✓		اسکن دندان

## ۳- نتایج

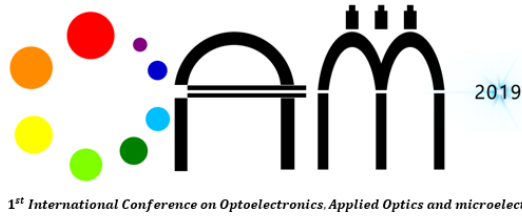
درجراحی دندان های عقل معمولا تورم صورت می گیردکه گاهی با دردشدید مواجه می شوند که با داروهای شیمیایی درمان می گردد مکانیسم بدین صورت می باشد، تارهای عصبی بار الکتریکی مثبت در خارج دارند و در قسمت داخلی غشای سلولی بار منفی وجود دارد این پلاریزاسیون غشای عصبی با درد به هم می خورند و باعث عبور جریان الکتریکی یا انتقال درد می گرددوالتهاب با درد همراه می باشد. این اثرات با تغییراتی در غلظت یونی قسمت های داخلی و خارجی سلول همراه است.تابش لیزری سبب هیپرپولاریزاسیون غشای عصبی می شود و آستانه تحریک آن را بالا

می برد و در نتیجه سبب کاهش درد یا عدم انتقال آن و کاهش التهاب می شود. در ۲۴ بیمار که تحت عمل جراحی دندان عقل نهفته قرار گرفته بودند. ۱۲ بیمار با داروی CELECOXIB ۱۰۰ میلیگرم و ICE PACK (پک یخ) و ۱۲ بیمار با تابش لیزر کم توان LLLT به صورت داخل دهانی انجام گرفته بود و کنترل قبل از جراحی و ۴۸ ساعت بعد از جراحی و چهار روز بعد از برداشتن بخیه و ۸ روز بعد از جراحی انجام گرفت درمان بالیزر کم توان در کاهش تورم و درد کمتر و در زمان کمتر تر موثر تر از داروی شیمیایی بود. سیلان تراپی روشی است به عنوان شیاربند در سطح شیار اکلوزال دندانها قرار داده می شود در پیشگیری از پوسیدگی دندان موثر می باشد و باند مکانیکی ایجاد می نماید در ۲۶ بیمار که با روش فیشورسیلانت تراپی انجام شده بود بعد از سه ماه کنترل شیار در ۶۰ درصد خالی بودند و باند مکانیکی مشاهده نگردید ولی ۲۵ بیمار که بالیزر برای پیشگیری از پوسیدگی دندان استفاده شده بود که بعد سه ماه کنترل ۹۲ درصد موثر واقع شد و باند مکانیکی ایجاد نموده بود و باعث افزایش استحکام باند به دندان شده بود. آفت ضایعه ای می باشد که بصورت دردناک در روی زبان، گونه و گوشه لب بروز می نماید و عود مجدد می نماید در درمان با داروهای کورتیکواستروئید بصورت موضعی، دهانشویه، ژل های بیحسی و آنتی بیوتیک ها انجام می شود بر روی شش بیمار لیزر CO<sub>2</sub> با چهار بار طی یک هفته به صورت چرخشی روی ضایعه انجام شد در بیماران با کاهش درد و التیام زود هنگام زخم همراه بود که روش مناسبی برای درمان بیماران آفت عودکننده می باشد. از مزایای عمده لیزر های دندانپزشکی می توان به موارد زیر اشاره کرد. در جراحی ناحیه بخیه زده می شود که در لیزر بصورت anastomose انجام می شوند. در جراحی دهان گاه نیاز به بیهوشی می باشد و عواض بعدی را به دنبال دارد ولی در لیزر درمانی نیازی به بیهوشی در جراحی های دهان نمی باشد. با کمترین خونریزی مواجه می شویم. با دید بهتری جراحی انجام می شود، درد کمتری بعد از عمل مواجه می شویم. بعد از درمان تحریک جهت ترمیم و بهبودی بافت های آسیب دیده می شوند. بازسازی استخوان م تقویت می شود. زمان کمتری اتلاف می شود و به آنتی بیوتیک وضد دردها با دوز زیاد بعد از عمل نیاز نمی باشد و اقتصادی بودن لیزر مزیت بر علت می باشد. از معایب لیزر دندانهایی که با آمالگام ترمیم شده اند، درمان پوسیدگی بین دندانها، ترمیم های قدیمی دندانها، تراش برای روکش دندانها قابل استفاده نمی باشد ولی با توجه به مزایای بیان شده منطقی است که این شاخه پزشکی مورد توجه بیشتری قرار گیرد.

#### ۴- منابع

- [1] Einstein A. Zur Quantentheorie der Strahlung. *Physiol Z* 1917;18:121-8.
- [2] Maiman TH. Stimulated optical radiation in ruby lasers. *Nature* 1960;187:493.
- [3] Gross AJ, Hermann TR. History of lasers. *World J Urol* 2007;25:217-20.
- [4] Miller M, Truhett: Laser in dentistry and Kutsch V. H: Laser in dentistry Compariny welenyths. *Jada* 124:49. 1993. *overvien Jada*. 124.32. 1993.
- [5] Kutsch V. H: Laser in dentistry Compariny welenyths. *Jada* 124:49. 1993.
- Aoki A, Ando Y, Watanabe H, Ishikawa I. *In vitro* studies on laser scaling of sub-gingival calculus with an erbium: [6] YAG laser. *J Periodontol* 1994;65:1097-106.
- [7] Neiburger EJ. Te effect of low-power lasers on intraoral wound healing *NY State Dent J* 1995;61:40-3
- [8] Fornaini C, Rocca JP, Bertrand MF, Merigo E, Nammour S, Vescovi P. Nd: YAG and diode lasers in the surgical management of sof tissues related to orthodontic treatment. *Photomed Laser Surg* 2007;25:381-92.
- [9] Harashima T, Kinoshita J, Kimura Y, Brugnera A, Zanin F, Pecora JD *et al*. Morphological comparative study on of dental hard tissue at cavity preparation by Er: YAG and Er, CR: YSGG lasers. *Photomed, Laser Surg* 2005;23:52-5.
- [10] Sanjeev Kumar Verma, Sandhya Maheshwari, Raj Kumar Singh Prabhat Kumar Chaudhari Laser in dentistry: An innovative tool in modern dental practice 2012.





Aug. 17-19, 2019

# Absorption Enhancement in Graphene-based Photodetector with Plasmonic Structure

Elham Khosravian<sup>1\*</sup>, Hamid Reza Mashayekhi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Department of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran*

*E-mail: el.khosravian2016@gmail.com, mashhr@gmail.com*

**Abstract-** Graphene has demonstrated as a good candidate for optoelectronic devices such as ultrafast photodetectors. In this paper, a graphene based-photodetector with plasmonic structure consisting of Si and SiO<sub>2</sub> substrate and graphene layer over a metal nanograting is proposed. The optical absorption of graphene layer in this structure increases through excitation of surface plasmon polaritons in Metal and graphene interface. The optical response of the proposed structure is numerically simulated using the finite-difference time-domain (FDTD) method. Based on numerical results, deep metal nanograting due to the occurrence of plasmonic effects can improve the graphene absorption from 2.3% to 70%, even to a maximum value of 80% in three-layer graphene at telecommunication wavelength (1.55  $\mu\text{m}$ ). Parameters like nanograting height and duty cycle (DC) are optimized for absorption enhancement in this spectral region. Also, the effects of the number of graphene layers on the absorption spectrum have been investigated.

**Keywords:** Graphene, Metal nanograting, Optoelectronic, Photodetector, Plasmonic

## 1. Introduction

Graphene is a two-dimensional (2D) material composed of carbon atoms arranged into a hexagonal lattice. The unique electrical and optical properties of graphene make it suitable material for photonic and optoelectronic applications [1,7]. Additionally, graphene has a unique band structure with zero bandgap, enabling optical absorption and charge carrier generation in a broad frequency range from ultraviolet to terahertz [5]. The electrons in graphene behave as massless Dirac fermions with a linear relationship between energy and momentum, and remarkably ultrahigh charge-carrier mobility of graphene can reach up to 200000 cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup> for both electrons and holes at room temperature [1,5]. As a result, the use of graphene has been extensively studied for ultrafast optoelectronic devices, such as photodetectors [4]. In the visible and near-infrared (NIR) region, graphene has no plasmonic response but has a frequency-independent absorptivity of about 2.3%, which can be related to the fine structure constant [5]. The low value of absorption for graphene has limited its application in photodetection. Recently, several photonic technologies were proposed to improve the light absorption of graphene [2,3]. Echtermeyer et al. combined a plasmonic nanostructure and a graphene layer to enhance the efficiency of graphene photodetection [8]. Abajo et al. proposed the periodically patterned graphene to achieve complete optical absorption in the infrared range [9]. Zhu et al. found that plasmonic coupling of a nanovoid array in the visible range could result in 30% enhancement of absolute light absorption in graphene [6]. The reports above show that the optical absorption value can be increased by a combination of graphene with plasmonic nanostructures. In this paper, we designed a graphene-based photodetector with high optical response at telecommunication wavelength. The proposed photodetector consists of substrate, gold (Au) nanograting and graphene layer. In this proposed structure, most of the optical absorption is due to excitation of surface plasmon polaritons (SPPs) in metal nanograting and graphene layer interface. The photonic response of the graphene photodetector is numerically simulated using the finite-difference time-domain (FDTD) method [2].

## 2. Optical properties of materials

The optical characteristic of graphene is described by the surface conductivity  $\sigma$ , which can be obtained from the Kubo formula [7]. The frequency-dependent

surface conductivity is modelled as a sum of an interband term and a Drude (intraband) term, viz.,

$$\sigma = \sigma_{inter} + \sigma_{intra} \quad (1)$$

$$\sigma_{inter} = i \frac{e^2}{4\pi\hbar} \ln \left( \frac{2|\mu_c| - (\omega + i\tau^{-1})\hbar}{2|\mu_c| + (\omega + i\tau^{-1})\hbar} \right)$$

$$\sigma_{intra} = i \frac{e^2 K_B T}{\pi\hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} \times \left[ \frac{\mu_c}{K_B T} + 2 \ln \left( e^{-\mu_c/K_B T} + 1 \right) \right]$$

where  $e$ ,  $\omega$ ,  $T$  and  $\tau$  are the electron charge, angular frequency, temperature and momentum relaxation time, respectively.  $\hbar$  and  $K_B$  are the reduced Planck's constant and Boltzmann's constant, respectively. The chemical potential (Fermi-level) is represented by  $\mu_c$ , which depends on the charge carrier density. The graphene absorption of light can be tuned by controlling chemical potential. The relative permittivity of graphene can be equivalently expressed as [6,7]

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{i\sigma}{\varepsilon_0 \omega \Delta} \quad (2)$$

where  $\varepsilon_0$  and  $\Delta$  are the vacuum permittivity and graphene layer thickness, respectively. The relative permittivity of Au can be characterized by the Drude model [2]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (3)$$

Here  $\varepsilon_\infty$  is the relative permittivity at the infinity frequency.  $\omega_p$  and  $\gamma$  are the bulk plasma frequency and electron collision frequency, respectively.

## 3. Proposed structure and simulation results

The schematic view of the proposed graphene-based photodetector is shown in Fig.1(a). The structure is composed of SiO<sub>2</sub> (thickness=300nm)/Si substrate, graphene layer and deep metal nanogratings. The graphene layer is covered on the deep grating. As shown in Fig. 1(b), The nanograting (extended to infinite in the y-direction) is made of Au and the geometric parameters are period  $\Lambda$ , height  $h$ , and trench width  $b$ . The plane of incidence is the x-z, and the electric field (E) is along the x-axis.

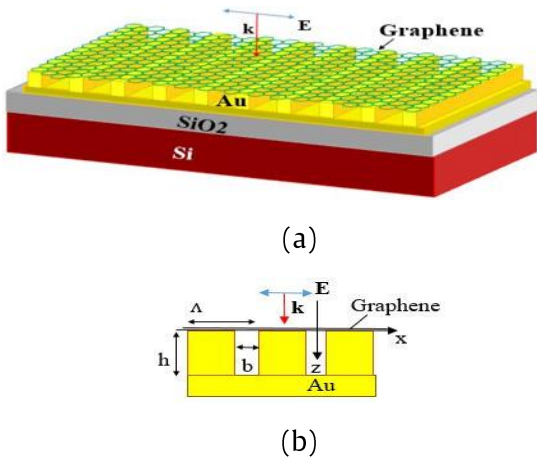


Fig. 1. (a) Schematic view of the proposed graphene-based photodetector. (b) Cross-section of the graphene-covered Au nanograting.

The photodetector is illuminated by a p-polarized plane wave source perpendicular to the structure at the central wavelength of  $1.55 \mu\text{m}$ . To study the optical response of structure, we adopt two-dimensional (2D) FDTD method. The periodic boundary condition is applied along the x-axes, and the perfectly matched layer (PML) is used at the z-axes. In the simulation, the graphene layer is modelled as a thin sheet of thickness  $\Delta=0.34\text{nm}$ . The parameters used in the calculations are: relaxation time  $\tau=10^{-13}\text{s}$ , chemical potential  $\mu_c=0.3\text{eV}$  and temperature  $T=300\text{K}$ . The high optical absorption in graphene photodetector at telecommunication wavelength ( $1.55 \mu\text{m}$ ) can be tuned by the geometry of the grating. Fig. 2 displays the absorption contour as a function of wavelength and nanograting height  $h$ , where  $\Delta=400\text{nm}$ ,  $b=30\text{nm}$  and  $\mu_c=0.3\text{eV}$  are fixed. By increasing  $h$ , the SPPs resonance wavelength is shifted to a higher value.

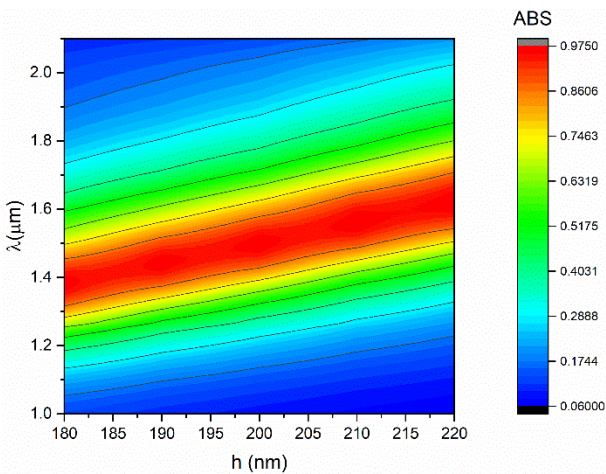


Fig. 2. Absorption contour for different values of the nanograting height assisted graphene photodetector.

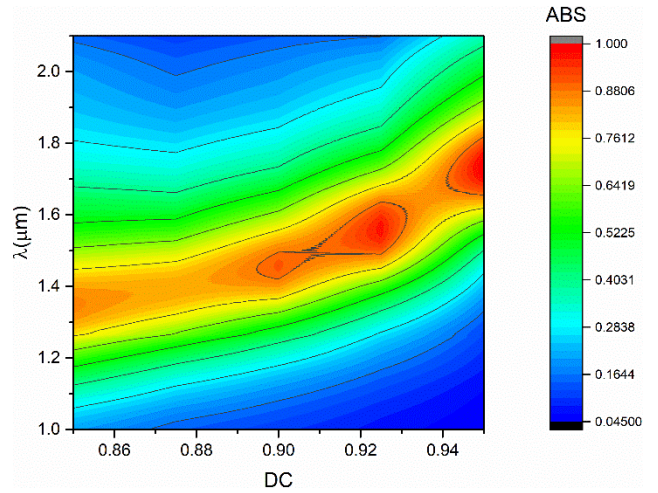


Fig. 3. Absorption contour for different values of duty cycles in nanograting assisted graphene photodetector.

The duty cycle of the nanograting can be equivalently expressed as  $DC = \Delta - b / \Delta$ . Fig. 3 displays the absorption contour for TM waves as a function of wavelength and duty cycle DC, where  $\Delta=400\text{nm}$ ,  $h=210\text{nm}$  and  $\mu_c=0.3\text{eV}$  are fixed. For nanogratings, since a strong field coupling between the two walls of the trench width  $b$  can only happen when the trench width is very small. It can be inferred that the peak wavelength is different for each specific duty cycle and the maximum absorption occurs when  $DC > 0.9$ .

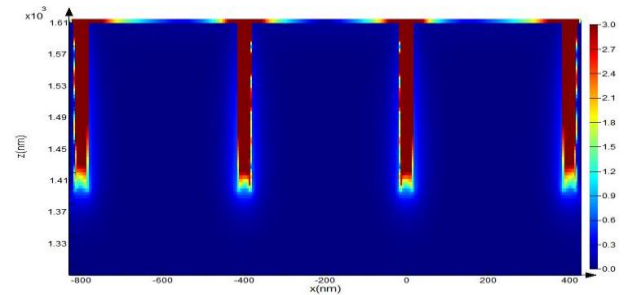


Fig. 4. Field distribution at the cross-section of structure.

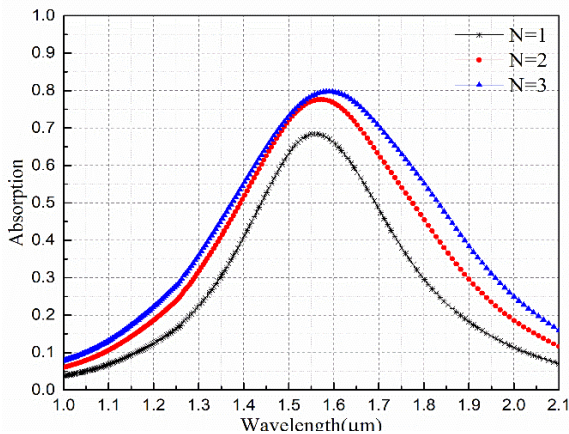


Fig. 5. Absorption spectra of graphene in the structure with different numbers of graphene layer.

The optical field is strongly enhanced in the graphene close to the trench due to excitation of SPPs in Metal and graphene interface. Fig. 4 shows the normalized electric field distributions ( $|E|$ ) at the absorption peak for normal incidence of a p-polarized plane wave source.

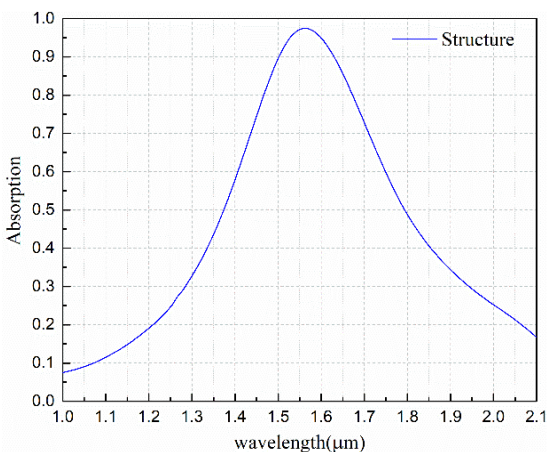


Fig. 6. Absorption spectra of the optimal structure with  $h=210\text{nm}$ ,  $DC=0.925$ ,  $\Lambda=400\text{nm}$ ,  $b=30\text{nm}$

By increasing the number of graphene layers, we find that the absorption of light in graphene is further enhanced from 70% to 80% for three layers' graphene, as shown in Fig. 5. The absorption spectra for optimal graphene-based photodetector is shown in Fig. 6. It can be seen the optical absorption is increased to the value of 0.98 at telecommunication wavelength ( $1.55\ \mu\text{m}$ ).

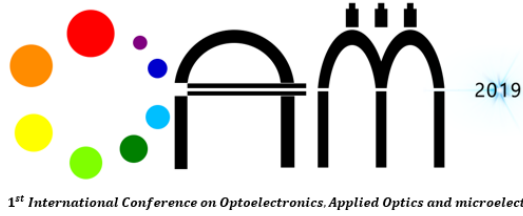
#### 4. Conclusion

We have designed a graphene-based photodetector with plasmonic structure to improve light absorption at telecommunication wavelength. Light absorption in proposed structure optimized by varying geometric parameters of nanograting. It has been shown that the

absorption of the optimal structure is almost complete using metal nanograting along with graphene due to occurrence of plasmonic effects.

#### REFERENCES

- [1] B. Zhao, J. Zhao, and Z. Zhang, "Enhancement of near-infrared absorption in graphene with metal gratings", *Applied Physics Letters*, **vol. 105**, p.031905, (2014), pp.1-5.
- [2] Narottam. Das, Farzaneh. Fadakar. Masouleh, Hamid. Reza. Mashayekhi, "A Comprehensive Analysis of Plasmonics-Based GaAs MSM-Photodetector for High Bandwidth-Product Responsivity", *Advances in Optoelectronics*, **vol.2013**, 793253, (2013), pp.1-10.
- [3] Yue. Su, Zhongxun. Guo, Wen. Huang, Zhiwei. Liu, Tianxun. Gong, Yiwen. He and Bin. Yu, "Ultra-sensitive graphene photodetector with plasmonic structure", *Applied Physics Letters*, **vol.109**, 173107, (2016), pp.1-4.
- [4] Thomas. Mueller, Fengnian. Xia, and Phaedon. Avouris, "Graphene photodetectors for high-speed Optical communications", *Nature Photonics*, **vol.4**, (2010), pp. 297-301.
- [5] Tim. Echtermeyer, Silvia. Milana, Ugo. Sassi, Anna. Eiden, Menglin. Wu, Elefterios. Lidorikis and Andrea C. Ferrar, "Surface plasmon polariton graphene photodetectors", *Nano Lett*, **vol.16 (1)**, (2016), pp. 8-20
- [6] H. Lu, B. P. Cumming, and M. Gu, "Highly efficient plasmonic enhancement of graphene absorption at telecommunication wavelengths", *Optics letters*, **vol. 40**, (2015), pp. 3647-3650.
- [7] G. Zhen, H. Zhang, L. Xu, Y. Liu, "Enhanced absorption of graphene monolayer with a single-layer resonant grating at the Brewster angle in the visible range", *Optics letters*, **Vol.41**, No.10, (2016), pp.2274-2277.
- [8] T. Echtermeyer, L. Britnell, P. Jasnos, A. Lombardo, R. Gorbachev, A. Grigorenko, A. Geim, A. Ferrari, and K. Novoselov, "Strong plasmonic enhancement of photovoltage in graphene", *Nat. Commun.*, **2**, (2011), 458.
- [9] F. Abajo, "Complete Optical Absorption in Periodically Patterned Graphene", *Phys. Rev. Lett.*, **108**, (2012), 047401.



Aug. 17-19, 2019

# Diode Application Of Organometallic Ruthenium Complex

Zafer Şerbetçi<sup>1</sup> and Osman Dayan<sup>2</sup>

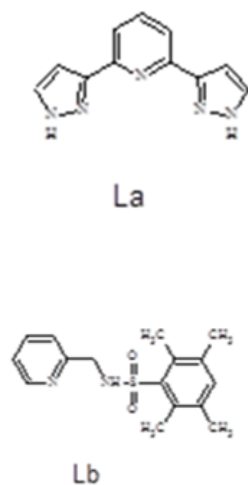
<sup>1</sup> Department of Chemistry Faculty of Arts and Science, Bingöl University, Bingöl, Turkey

<sup>2</sup> Department of Chemistry Faculty of Arts and Science Canakkale Onsekiz Mart UniversityTR-17020 Canakkale, Turkey



## 1. Introduction

The electrochemical, optical and electrical properties of transition metal complexes have made them invaluable for optoelectronic and electronic devices. The transition metals such as ruthenium (Ru), rhodium (Rh), iridium (Ir) and osmium (Os) are metals with high tensile strength and good conductor of heat and electricity. Ru(II) complexes are a transition-metal complexes and are molecules with photoactivation as well as their usage in catalysis [1-4]. On the other hand, Ru(II) complexes containing ligands such as pyridine-based compounds have unique photochemical and photophysical properties. Photodiodes which are sensitive to high-energy particles and photons are the most versatile semiconductor optoelectronic devices. They transform light into current and are designed to operate in reverse bias. Also, a photodiode is a photodetector which has one of the structures among p-n, p-i-n, or Schottky junction where photo-generated carriers are swept by the built-in electric field [5-10].



Scheme 1. Ligand La and Lb

## 2. Experimental details

### 2.1 Synthesis of Ligand and Ru (II) complex

The compounds La-b were synthesized with the published procedure [11]. The complex was synthesized using a modified to the literature procedure [11]. An ethanolic solution (15 mL) of 1.10 mmol of Lb was mixed with  $[\text{RuCl}_2(\text{p-cymene})_2]$  (0.306 g, 0.50 mmol). The reaction mixture was heated under reflux for 6 h. After then, La (1.1 mmol) was mixed

with above solution. The reaction mixture was heated under reflux for 10 h. The volatiles were removed under reduced pressure, and then the residue was dissolved in DCM (15 mL), filtered and precipitated by addition of diethyl ether (30 mL). The brown-black solid was filtered off and washed with diethyl ether (3x10 mL) and pentane (3x10 mL). The desired products were dried under reduced pressure at 50 °C for 1 h.

### 2.2 Preparation of the photodiode

Ruthenium(II) complex solution was deposited on n-Si substrate by using drop technique. Before deposition of the Ru(II) complex, the native oxide layer of the silicon substrate was etched by HF and then rinsed in deionized water using an ultrasonic bath for 10-15 min. Finally, the silicon wafer was chemically cleaned according to method based on successive baths of methanol and acetone. To prepare the photodiode, firstly, an ohmic contact was prepared on back side of n-Si substrates by evaporating of Al metal. The solution of Ru(II) complex was prepared in methyl alcohol and it was drop casted on the surface of the silicon wafer and dried at 70 °C for 20 min. Then, it was cooled to room temperature. Top contact of the photodiode was prepared by Al metal. For this, Al metal was evaporated by sputtering system in the form of circles giving a photodiode contact area of  $7.80 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ . The obtained diode structure is Al/Ru(II) complex/n-Si. The current-voltage (IeV) measurements of the photodiode were performed with Photodiode measurements were performed using Fytronix a solar simulator.

## 3. Results and discussion

### 3.1 Structure description of Ru(II) complex

In this work, a Ru(II) complex containing a tridentate triamine and a tetramethyl-N-(pyridin-2-ylmethyl)benzenesulfonamide ligands was synthesized according to the literature method [11]. The cationic complex is composed of a 2,6-bis(1,6-dihydropyridazin-3-yl)pyridine ligand with a Ru(II) metal center, 2,3,5,6-tetramethyl-N-(pyridin-2-ylmethyl)benzenesulfonamide ligand and a chloride ligand.

### 3.2 Current-voltage (IeV) characteristics of Al/Ru(II) complex/n-Si photodiode

The current-voltage (IeV) characteristics of the photodiode have been observed in both forward and



reverse bias. The IeV characteristics could be analyzed on the basis of pure thermionic emission theory [12,13]. According to the thermionic emission theory, the current through a rectifying diode as a function of applied bias voltage can be expressed by the following relation,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{q(V-R_S)}{nkT}\right) \quad (1)$$

where  $I_0$  is the reverse saturation current derived from the straight line intercept of  $\ln(I)$  at zero bias and  $n$  is the ideality factor derived from the slope of the linear region of the forward bias  $\ln(I)$ eV curves. For values of  $V$  greater than  $3 kT/q$ , the  $n$  and  $I_0$  are expressed respectively as,

$$n = \frac{q}{kT} \left( \frac{dV}{d(\ln I)} \right) \quad (2)$$

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (3)$$

where  $\phi_b$  is the barrier height at zero bias,  $A^*$  is the Richardson constant which is equal to  $112 \text{ A/cm}^2\cdot\text{K}^2$  for n-type silicon,  $k$  is the Boltzmann's constant, and  $A$  is the diode contact area. The  $\phi_b$  values have been calculated from the Eq. (3). Fig. 1 shows IeV characteristics of Al/Ru(II) complex/n-Si photodiode under dark and various illumination intensities. The measurements showed that the photodiode exhibited good rectifying behavior in dark condition. The rectification ratio (RR) was found to be  $\sim 5.10^3$  at  $\pm 8 \text{ V}$ . As seen in the figures, the reverse current increases with increasing illumination intensity, while the forward current increases exponentially with applied voltage. In other words, at a particular voltage, the reverse current under illumination is higher than that of the current under dark. The increase in reverse current with illumination depends on the number of generated electron-hole pairs. If a diode is illuminated, free charge carriers will be created upon absorption of the light. These carriers will create an additional current flow across the junction, and they must be added to the dark current [14,15]. This result confirms that the photodiode exhibits a photoconducting behavior. In addition, the value of ideality factor and barrier height of the photodiode was found to be 5.4 and 0.75 eV, respectively.

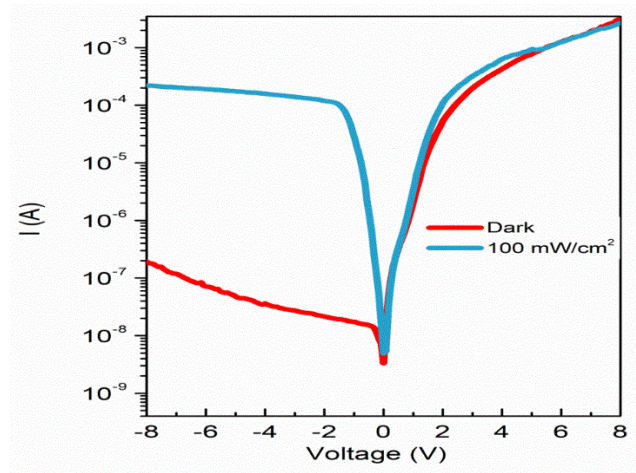


Fig. 1. IeV characteristics of the photodiode under dark and various illumination

intensities.

#### 4. Conclusions

A Ru(II) complex was prepared a new stheses. Al/Ruthenium(II) complex/n-Si photodiode was fabricated by drop casting method. The photoresponse measurements of the diode confirm that the photodiode exhibits This indicates that Al/Ruthenium( II) complex/n-Si photodiode can be used as a photosensor in optoelectronic applications.

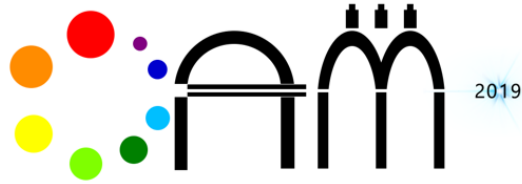
#### Acknowledgements

This study was supported financially by Bingöl University Scientific Research Coordination Unit (BÜBAP) (Project Number: BAP-FEF.2018.00.005). The authors are greatly thankful to BÜBAP.

#### REFERENCES

1. Wagenknecht PS, Ford PC. *Coord Chem Rev* 2011;255:591-616.
2. Dayan O, Dayan S, Kani \_I, Çetinkaya B. *Appl Organometal Chem* 2012;26: 663-70.
3. Qin J, Hu L, Lei N, Liu Y-F, Zhang K-K, Zuo J-L. *Acta Chim Slov* 2014;61:740-5.
4. Günnaz S, Ozdemir N, Dayan S, Dayan O, Çetinkaya B. *Organometallics* 2011;30:4165-73.
5. Singh J. *Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures*. New York: Cambridge University Press; 2003.
6. Dalla Betta G-F. *Advances in photodiodes*. India: InTech; 2011.

7. Dahlan AS, Tataroglu A, Al-Ghamdi AA, Al-Ghamdi AA, Bin-Omran S, Al-Turki Y, et al. *J Alloys Compd* 2015;646:1151-6.
8. Soylu M, Orak I, Dayan O, Serbetci Z. *Microelectron Reliab* 2015;55:2685-8.
9. Tataroglu A, Al-Ghamdi AA, Bin Omran S, Farooq WA, El-Tantawy F, Yakuphanoglu F. *SoleGel Sci Technol* 2014;71:421-7.
10. Kosyachenko LA. Solar cells-silicon wafer-based technologies. Croatia: InTech; 2011.
11. S. Gunnaz, N. Ozdemir, S. Dayan, O. Dayan, B. Cetinkaya, *Organometallics*, 30 (2011) 4165-4173.
12. Ilhan M. *J Mater Electron Devices* 2015;1:15-20.
13. Dere A. *J Mater Electron Devices* 2015;1:7-10.
14. Mishra D, Barbieri A, Sabatini C, Drew MGB, Figgie HM, Sheldrick WS, et al. *Inorg Chim Acta* 2007;360:2231-44.
15. Ilhan M. *J Mater Electron Devices* 2015;1:15-2.



1<sup>st</sup> International Conference on Optoelectronics, Applied Optics and microelectronics

Aug. 17-19, 2019

## Electrospun System for Nanofiber Applications

A. Dere<sup>1</sup>, F. Yakuphanoglu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Firat University, Nanoscience and Nanotechnology Laboratory, Elazig, 23200 TURKEY (a.dere@firat.edu.tr)*

<sup>2</sup>*Firat University, Department of Physics, Elazig, 23200 TURKEY (fyhan@hotmail.com)*

**Abstract-** Here, an electrospun system was manufactured for nanofiber materials. Nanofibers of various metal oxide, nanocomposites, chalcogenides, boron-based materials and bioceramics are produced by electrospun system under various experimental conditions such as electric field, distance between syringe and collector, viscosity and collector speed. The zinc oxide and titanium oxide fibers can prepare using Zinc oxide and titanium oxide solution under various electric fields ranging from 15 kV to 20 kV.

**Keywords:** Nanofibers, Electrospu.

## 1. Introduction

Over the last years, it was developed of novel nanostructured materials based on zinc oxide (ZnO) and titanium oxide (TiO<sub>2</sub>). The metal oxide materials have frequently used in both fundamental scientific research and use in many applications. ZnO is a semiconducting metal oxide with hexagonal wurtzite structure, band gap of around 3.37 eV, large electron mobility, great chemical and thermal stabilities, high exciton binding energy of around 60 meV, strong photoelectric responses, elevated transparency and elevated photocatalytic activity [1-3], which are needed for many applications. On the other hand, TiO<sub>2</sub> dye is used in solar energy applications based on polymer quantum dot sensitivity [4]. TiO<sub>2</sub> has wide band gap (3.2 eV) and it is a significant material for photocatalysis [5]. Due to the increased environmental sensitivity, photocatalysis is also an important method because it is safe and healthy to prevent pollution. Titanium dioxide (TiO<sub>2</sub>) is a widely used photocatalytic semiconductor material [6]. The nanostructure of TiO<sub>2</sub> semiconductor affects the electronic, optical and mechanical properties of its [7]. The nanofibers metal oxide materials can be prepared by eletrospun method. The electrospinning is a highly multiple technology to process polymers or otherwise materials into fibrous materials with diameters ranging from micrometer to nanometer scale. The electrospun system can be used to prepare the semiconductor metal oxides and polymer in nano fiber, nano thin film and thin films for diode, photosensor, solar cells, transistor.

In present study, we manufactured a new model FYTRONIX electrospun system. This electrospun system includes; DC high voltage power supply, needle, camera, chamber illumination,

### 1.1. Electrospun nanofibers

Electrospinning is a technique of nanofiber structure production with high electric voltage. This technique is used for both melt and solution based materials where different parameters remarkably affect the morphology of the produced fibers.

Electrospinning is also important in the biological applications. Electrospun nanomaterials can be designed to mimic the structural features of an extracellular matrix for cell growth and nutrients transport. In this way, produced nanomaterials may be designed to enhance aesthetic wound healing, owing to the ability to absorb excess exudates, maintain a

moist microenvironment to enhance epithelial regrowth, and offer painless to removal. Electrospun nanomaterials encapsulated with bioactive molecules are appropriate candidates for drug delivery system [8].

FYTRONIX electrospun system is shown in Fig.1. As seen Fig.1, this system is compact system. The system works under high DC voltage of 30 kv. This voltage is adjustable from 1 kV to 30 kV. The nanofiber and film can be synthesized on various substrates. The film and fiber thickness is controlled by electrospun system. The system coats any substrate for various cycles.



Fig.1. FYTRONIX electrospun system FYTRONIX electrospun system includes

This electrospun system the organic materials, biomaterials, semiconductor metal oxides, polymer solutions and etc.

The system contains the following elements:

HIGH VOLTAGE POWER SUPPLY

NEEDLES

The needles can be changed easily, many choices for diameter and length as follows,

Inner diameter

27G=0.184mm

26G=25G=0.232mm

25G=0.232mm

24G=0.28mm

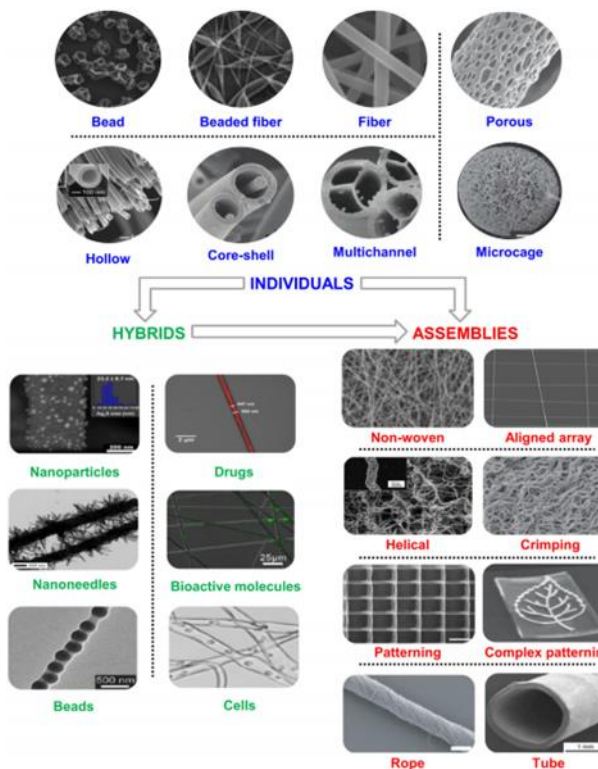
23G=0.317mm

22G=0.39mm

- 21G=0.49mm
- 20G=0.56mm
- 18G=0.79mm
- 16G=1.10mm
- 14G=1.60mm
- Real-Time Visualization
- Chamber Illumination
- Rotating Collector
- Syringe Heater
- Xy Moving Stage
- Ptfe Tubing
- Humidity & Temperature Monitor
- Environment Heater
- Enclosure

## 2. Results and discussion

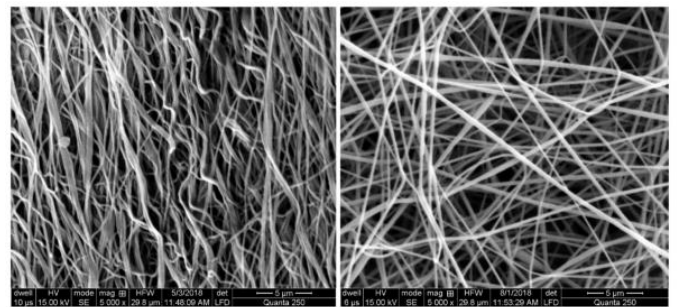
Many different types of nanomaterials can be prepared by electrospun method. Fig.2 shows the various nanoparticles.



**Fig.2.** Morphologies of various nanomaterials by electrospun method

The topological structure of electrospun nanomaterials is categorized to individuals, hybrids and assemblies. Images are taken from the original figures in the literature [8].

There are many parameters that affect the electrospinning process. These; surface tension, process parameters (flow rate of polymer, distance between nozzle and voltage and collector), solution parameters (concentration of polymer and, molecular mass, conductivity, rate of volatility of solvent and viscosity), and ambient conditions (humidity and temperature). Therefore these effects need to be attention to in order to obtain a good nanomaterials. In the figures below, images of nanomaterials obtained by electrospinning method, which have been investigated previously, are shown [9].

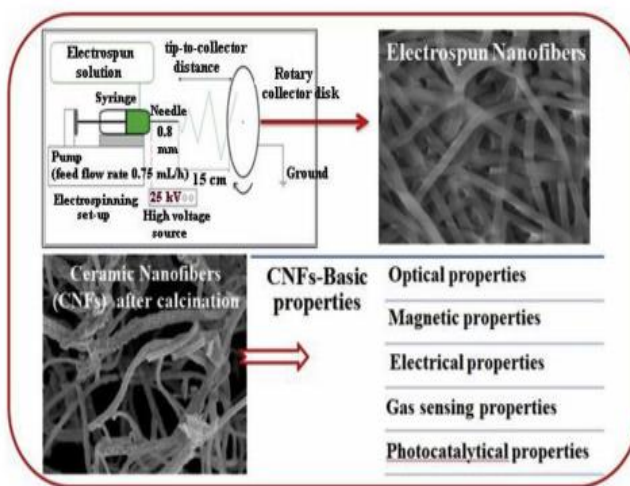


**Fig. 3.** SEM images of flat and round nanofibers

Fig 3 shows the nanofibers used in the medical field with a large surface area for cancer treatment. Nano fibers loaded with anticancer drug are used in cancer treatments that require a smaller amount of drug.

The nanomaterials obtained by electrospun method have various sizes. Therefore, it can be used in pharmaceutical distribution systems, gas detection, catalyst applications, wound care, tissue engineering, defense industry, energy storage, agricultural fields, membrane applications, electronic devices, biomedical and environmental sciences [9-13].





**Fig.4.** Schematic diagram of the electrospinning setup; SEM image of ZnO–SnO<sub>2</sub> electrospun nanofibers, before and after calcination, at different temperatures [13]; ceramic nanofibers-basic properties.

### 3. CONCLUSIONS

FYTRONIX electrospun system is an automatic system to produce the nano-fiber and different nanomaterials structure production with high electric voltage. This equipment is used for both melt and solution based materials. Since electrospin nanomaterials have high specific surface area and controllable pore size, they are promising in medical applications, electronic devices and many other fields.

### REFERENCES

[1] Petronela Pascariu,, Mihaela Homocianu, ZnO-based ceramic nanofibers: Preparation, properties and applications, *Ceramics International* 45 (2019) 11158–11173.

[2] R. Sankar Ganesh, E. Durgadevi, M. Navaneethan, V.L. Patil, S. Ponnusamy, C. Muthamizhchelvan, S. Kawasaki, P.S. Patil, Y. Hayakawa, Low temperature ammonia gas sensor based on Mn-doped ZnO nanoparticle decorated microspheres, *J. Alloy. Comp.* 721 (2017) 182–190.

[3] M. Das, D. Sarkar, One-pot synthesis of zinc oxide-polyaniline nanocomposite for fabrication of efficient room temperature ammonia gas sensor, *Ceram. Int.* 43 (2017) 11123–11131

[4] A.A.Hendi, F.Yakuphanoglu, Graphene doped TiO<sub>2</sub>/p-silicon heterojunction photodiode, *Journal of Alloys and Compounds* 665 (2016) 418e427.

[5] M.Soylu, Ahmed A.Al-Ghamdi, W.A.Farooq, F.Yakuphanoglu, Correlations for coumarin additive on the electrical and photocatalytic activity of TiO<sub>2</sub> modified by thiourea, *Microelectronic Engineering* 154 (2016) 26–37.

[6] He Lian, Zhaoxu Meng, A novel and highly photocatalytic “TiO<sub>2</sub>wallpaper” made of electrospun TiO<sub>2</sub>/bioglass hybrid nanofiber, *Materials Science in Semiconductor Processing* 80 (2018) 68–73.

[7] Hongnan Zhang, Jiao Ye, Xiaohong Qin, Facile fabrication and transistor properties of mixed crystalline TiO<sub>2</sub> nanofibers FET devices, *Materials Letters* 246 (2019) 99–102.

[8] Jinpeng Han, Likun Xiong, Xingyu Jiang, Xiaoyan Yuan, Yong Zhao, Dayong Yang, Bio-functional electrospun nanomaterials: From topology design to biological applications, *Progress in Polymer Science* 91 (2019) 1–28.

[9] Sharjeel Abid, Tanveer Hussain, Zulfiqar Ali Raza, Ahsan Nazir, Current applications of electrospun polymeric nanofibers in cancer therapy, *Materials Science & Engineering C* 97 (2019) 966–977.

[10] S. Sundarrajan, K.L. Tan, S.H. Lim, S. Ramakrishna, Electrospun nanofibers for air filtration applications, *Procedia Eng.* 75 (2014) 159–163.

[11] S.A.A.N. Nasreen, S. Sundarrajan, S.A. Syed Nizar, R. Balamurugan,

S. Ramakrishna, In situ polymerization of PVDF-HEMA polymers: electrospun

membranes with improved flux and antifouling properties for water filtration,

*Polym. J.* 46 (3) (Mar. 2014) 167–174.

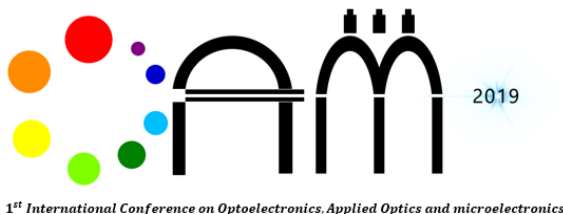
[12] S. Ramakrishna, K. Fujihara, W.-E. Teo, T. Yong, Z. Ma, R. Ramaseshan,

Electrospun nanofibers: solving global issues, *Mater. Today* 9 (3) (Mar. 2006)

40–50.

[13] N.G. Rim, C.S. Shin, H. Shin, Current approaches to electrospun nanofibers for tissue engineering, *Biomed. Mater.* 8 (1) (Feb. 2013) 014102.





Aug. 17-19, 2019

## Fabrication of Copper Oxide-Zinc Oxide Nano-Photocatalyst by Electrochemical Oxidation of Brass

M. Nami, S. Sheibani\*, F. Rashchi

*School of Metallurgy and Materials Engineering, College of Engineering, University of Tehran, Tehran, Iran,  
\*ssheibani@ut.ac.ir*

**Abstract-** In this study, porous nanostructured ZnO-CuO photocatalyst was successfully prepared. Samples were fabricated through a simple one-step brass anodizing method in alkaline aqueous solution (0.1 M NaOH and 0.025 M NH<sub>4</sub>Cl). The process was taken place under the constant voltage (12 V), room temperature and, at different time of 30 minutes. The as-prepared sample were characterized by X-ray diffraction (XRD), field emission electron microscope (FESEM) and energy dispersive spectroscopy (EDS). XRD results confirm the existence of copper oxide (CuO) and zinc oxide (ZnO) with average crystallite sizes of 300 and 47 nm, respectively. The EDS results shows that the ZnO-CuO atomic percentage ratio is about 0.2. The FESEM result reveals that CuO has a flake like structure and ZnO has a rosette like structure and finally photocatalys analysis under visible light irradiation revealed that more than 40% of MB dye can be degraded after 5 hours.

**Keywords:** Electrochemical; Photocatalyst; Copper Oxide; Zinc Oxide.

## 1. Introduction

By increasing excessive environmental contamination, especially water pollution, environmental researches are increasingly performed to reduce or eliminate these contaminants to keep the planet healthier and safer. Especially, toxic organics or low biodegradable pigments resulting from various industries release into water resources and cause severe environmental and human damages [1]. Using particular semiconductors such as photocatalyst materials for degradation of organic dyes is one of the promising methods; as it is inexpensive and easy to handle [2]. Cuprous oxide (Cu<sub>2</sub>O) and cupric oxide (CuO) are two stable phases of copper oxide with 2.17 eV and 1.4 eV band gap energy, respectively. Due to the narrow band gap energy, nontoxicity, availability and low cost, Cu<sub>2</sub>O and CuO are considered as photocatalytic materials under solar radiation [3]. Zinc oxide (ZnO) as an important n-type semi-conductor material has obtained special attention for applying as an effective photocatalyst material, due to its easy controlling morphology, nontoxic and wide band gap energy (3.37 eV) [4]. Formation of CuO-ZnO nanocomposite as a heterojunction semi-conductor has two noticeable advantages. First, wide band gap energy of zinc oxide and narrow band gap of copper oxide that indicates photo-response over the wide range of UV to visible light. Second, the electronic field is built near the interface of the heterojunction, the photogenerated electron-hole pairs would be effectively separated, indicating that more charge carriers can take part in the photocatalytic reactions [5]. Previous studies reported fabrication of zinc oxide and copper oxide together with different methods such as electrochemical deposition, chemical vapor deposition, spin coating and anodizing. Among all these methods anodizing has tremendous cost and time efficiency for preparing photocatalytic materials. The aim of this study is to synthesis CuO-ZnO nanocomposite for photocatalysis applications by a simple one-step brass anodizing under optimized parameters.

## 2. Experimental

Brass foil with thickness of 5 mm was cut in 4.5 × 2.6 cm. samples were polished to prepare smooth surface and remove surface oxides and pollutants. After that, samples were sonicated in ethanol for 10 minutes then washed with deionized water. 0.1 molar NaOH (Merck > 99.0%) and 0.025 molar NH<sub>4</sub>Cl (Merck > 99.0%) were dissolved in deionized water (DI) to prepare the electrolyte. Anodizing process was conducted in 0.1 M

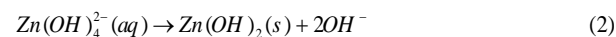
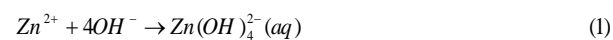
NaOH and 0.025 M NH<sub>4</sub>Cl electrolyte, stainless steel as the counter electrode and the brass sample as working electrode at room temperature (25 °C) under constant applied voltage (12 V) and constant stirring speed for 15 and 30 minutes. Phase and structure were investigated by x-ray diffraction with Cu K<sub>α</sub> radiation.

The morphology of the CuO-ZnO nanocomposite structure was characterized by FESEM (Hitachi S4160, Japan). To investigate the photocatalytic performance of the synthesized plate, photocatalyst test was carried out. The synthesized photocatalyst was immersed into 50 ml methylene blue (MB) with an initial concentration of 2 ppm under 150 W visible light (OSRAM, Germany) with UV filter. First, the MB suspension containing the photocatalyst was stirred in dark for an hour to get to the equilibrium for absorption and desorption of the dye molecules to the surface of the photocatalyst. Every 30 minutes 2 ml of the solution was taken to determine the concentration of MB by UV-Vis Unico 2100 spectrophotometer. The characteristic absorption peaks of MB were seen around 664 nm.

## 3. Results and discussion

### 2.1 XRD analysis

The XRD pattern of synthesized plates after 30 minutes anodizing time is shown in Fig. 1. In this pattern, there are several peaks attributed to CuO and ZnO and also the brass alloy as the substrate. During brass oxidation and based on the reduction potentials in this electrochemical system zinc has higher tendency to be oxidized than copper [6]. Therefore, during brass anodization zinc oxide is formed first, followed by copper oxide. The oxidation mechanism of brass occurred by following equation [2,7]:



The brass oxidation mechanism may be interpreted by dissolution chemistry of zinc and copper. Besides, the oxidation potential of zinc in brass is more positive than that of pure zinc. After zinc oxidization, copper is oxidized to Cu(I) oxide followed by further oxidation to Cu(II) [8].

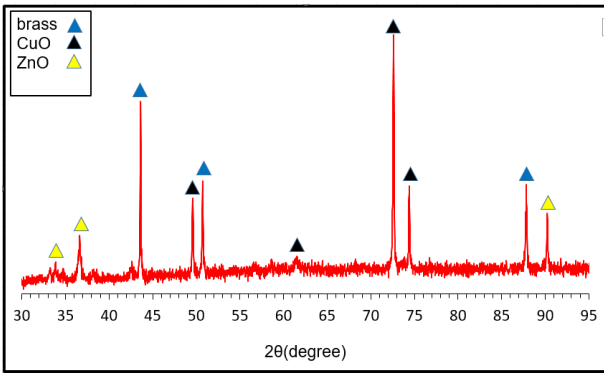


Figure 1. XRD pattern of synthesised samples after 30- and 15-minutes anodizing time at 12 V and 0.1 M NaOH + 0.025 M NH<sub>4</sub>Cl.

## 2.2 Morphology analysis

Figs. 2 (a) shows the FESEM image of brass alloy. Before applying anodizing there is no specific formation of CuO and ZnO. Fig. 2 (b) shows synthesized sample after 30 minutes anodizing time in 0.1 M NaOH + 0.025 M NH<sub>4</sub>Cl. Fig. 2 (b) shows the formation of nano-hexagonal plate-like structure. After 30 min anodizing, anodic ZnO layer is composed of bulk-like morphology. For 30 minutes of anodizing duration rosette-like nanostructure ZnO with average diameter of 47 nm formed beside flake-like CuO. Nano-porous surface created by formation of CuO and ZnO has an excellent effect on photocatalyst performance. [7]

Fig. 3 shows the EDS map distribution of elements for the synthesized composite films after 30 minutes. The successful formation of CuO and ZnO was also confirmed through EDS spectra. It can be seen that the CuO-ZnO atomic percentage ratio is about 0.2. This is confirmed by previous studies that oxidation of brass started with oxidation of Zn<sup>+2</sup> and then complete oxidation of Cu<sup>+2</sup> [10].

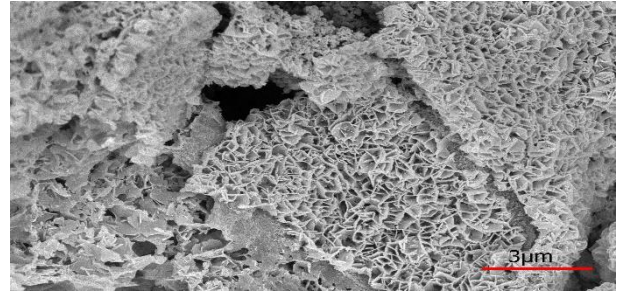
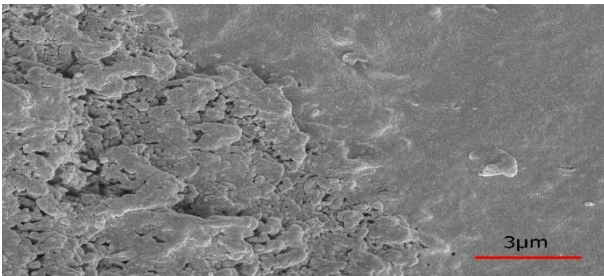


Figure 2. FESEM images of (a) brass alloy (b) synthesized photocatalyst for 30 minutes anodizing.

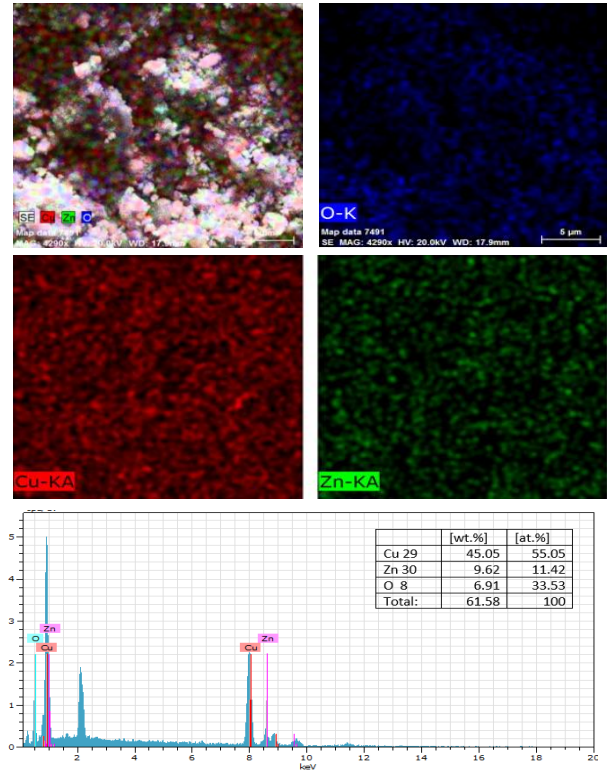


Figure 3. EDS map of synthesized samples for 30 minutes anodizing.

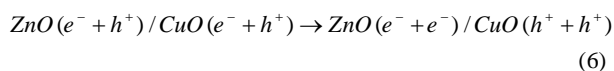
## 4. Photocatalytic activity

Fig. 4 illustrates the photodegradation of MB using prepared photocatalyst after 30 min. Degradation rate (W) was calculated using the following equation [4]:

$$W \% = C / C_0 \quad (5)$$

where  $C_0$  is the concentration of MB before illumination and  $C$  is the concentration after irradiation time.

It can be realized that more than 40% of MB dye can be degraded after 5 hours. The photocatalytic degradation mechanism is explained by the following equation [10]:



Under visible light irradiation CuO can be excited to form the electron-hole pairs. The generated electrons probably react with dissolved oxygen molecules and produce oxygen peroxide and  $\text{O}_2^{\bullet-}$  to decompose organic pollutant [8]. The oxidation of organic pollutants was conducted by the reaction of these oxidative species and the MB molecules were mineralized to harmless  $\text{CO}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$  and the concentration of MB decreases.

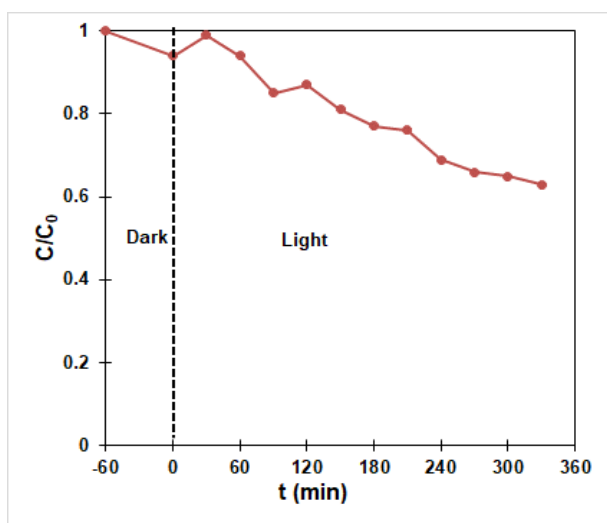


Figure 4. Photocatalytic performance of synthesized sample.

## 5. Conclusions

In this work, CuO-ZnO nano-photocatalyst has been synthesized via simple one step anodizing oxidation of brass. XRD result showed that both ZnO and CuO were formed on brass plate as the substrate. FESEM images revealed that desirable nan-porous surface of photocatalyst was formed during anodizing process. Photocatalytic performance was measured by degradation of 2 ppm MB solution. Degradation rate was about 40% after 5 hours under visible light irradiation.

## REFERENCES

[1] R. Saravanan, S. Karthikeyan, V. K. Gupta, G. Sekaran, V. Narayanan, and A. J. M. S. Stephen. "Enhanced photocatalytic activity of ZnO/CuO nanocomposite for the degradation of textile dye on visible light illumination." *Materials Science and Engineering: C* 33, no. 1 (2013): 91-98.

[2] L. Jing, S. Xiaojun, S. Jing, C. Weimin, X. Zili, D. Yaoguo, and F. Honggang. "Review of surface photovoltage spectra of nano-sized semiconductor and its applications in heterogeneous photocatalysis." *Solar Energy Materials and Solar Cells* 79, no. 2 (2003): 133-151.

[3] P. Samarasekara, M. Mallika, A. Abeydeera and C. Fernando "Photocurrent enhancement of d. c. sputtered copper oxide thin film" *Bulletin of Material Science*, vol. 28, 2005, pp. 483-486.

[4] F. Muhammad Akhyar, C. Thong, R. Adnan, and M. Amirul Kamarulzaman. "Preparation and characterization of zinc oxide nanoflakes using anodization method and their photodegradation activity on methylene blue." *Russian Journal of Physical Chemistry A* 86, no. 13 (2012): 2041-2048.

[5] A. Naseri, M. Samadi, N. Mohammad Mahmoodi, A. Pourjavadi, H. Mehdipour, and A. Z. Moshfegh. "Tuning composition of electrospun ZnO/CuO nanofibers: toward controllable and efficient solar photocatalytic degradation of organic pollutants." *The Journal of Physical Chemistry C* 121, no. 6 (2017): 3327-3338.

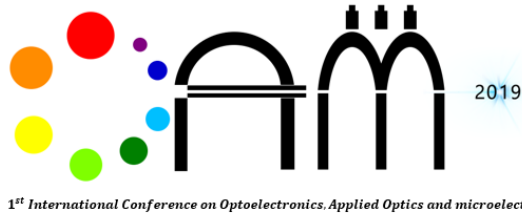
[6] M. Dezfoolian, F. Rashchi, and R. Khayyam Nekouei. "Synthesis of copper and zinc oxides nanostructures by brass anodization in alkaline media." *Surface and Coatings Technology* 275 (2015)

[7] S. Gilani, M. Ghorbanpour, and A. Parchehbaf Jadid. "Antibacterial activity of ZnO films prepared by anodizing." *Journal of Nanostructure in Chemistry* 6, no. 2 (2016).

[8] B. S. Kim, T. Piao, S. N. Hoier, and S-M. Park. "In situ spectro-electrochemical studies on the oxidation mechanism of brass." *Corrosion Science* 37, no. 4 (1995): 557-570.

[9] J. Yu, X. Zhao, and Q. Zhao. "Effect of surface structure on photocatalytic activity of TiO<sub>2</sub> thin films prepared by sol-gel method." *Thin solid films* 379, no. 1-2 (2000): 7-14.

[10] M. Momeni, and Y. Ghayeb. "Fabrication and characterization of zinc oxide-decorated titania nanoporous by electrochemical anodizing-chemical bath deposition techniques: visible light active photocatalysts with good stability." *Journal of the Iranian Chemical Society* 13, no. 3 (2016).



Aug. 17-19, 2019

# Graphene Assisted Tunable Semiconductor Laser Based on Vernier Effect

Seyyed Moin Alden Mostaan<sup>1</sup>, Hassan Rasooli Saghai<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Department of Electrical Engineering, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran, 5157944533, moin.mostaan@gmail.com*

<sup>2</sup>*Department of Electrical Engineering, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran, 5157944533, h\_rasooli@iaut.ac.ir*

**Abstract-** A graphene assisted tunable semiconductor laser based on Vernier effect is presented and simulated. The combination of Fabry-Perot and Vernier ring resonators provides a strong mode selection filter and could be shown that demonstrate a wide tuning range. The side-mode suppression ratio, the tuning range, and threshold current are dramatically improved comparing to distributed feedback, distributed Bragg reflector, and other ring resonator lasers.

**Keywords:** graphene, semiconductor laser, tuning range, Vernier effect, ring resonator



## 1. Introduction

Silicon-On-Insulator (SOI) is getting significant fondness as a modern platform for integration of optical circuit, because of ultra-compact integration capability which can be achieved through its large reflective index difference. The heterogeneous integration of different semiconductors such as III-V on silicon using a wafer bonding technique is the most promising solution for the fabrication of laser sources on silicon. Lots of applications requires single frequency and tunable laser operation. Numerous single frequency laser based on silicon platform have been investigated [1] [2]. The demonstrated heterogeneous DBR lasers consist of two Bragg reflector mirrors created on silicon waveguide. Single mode was demonstrated, with a lasing threshold of 65 mA and output power of 11 mW [3]. In DFB laser investigation, the optical mode is guided by a silicon waveguide and the tail of optical mode overlap with multiple quantum well region. Its threshold current is around 25 mA and slop efficiency are around 0.05 W/A [4].

This paper reports on a study of modern heterogeneous graphene assisted tunable Vernier effect laser. Double ring resonator is used to allow single frequency operation of laser cavity. In the other hand exerting a single layer graphene sheet allows use to tune its operating frequency with a range of 0.1 THz. The paper is organized as follow: section 2 is devoted to present the theory and method of investigation. Section 3 focuses on the simulating results of the designed laser.

## 2. Theory and Method

The density of carrier and photon related to a typical laser diode, in both continuous wave and directly modulated regime, are presented by the coupled rate equations [5], [6]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\eta_i I}{qV} - (BN^2 + CN^3) - gv_g N_p \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} = \Gamma gv_g - \Gamma \beta_{esp} BN^2 - gv_g N_p - \frac{N_p}{\tau_p} \quad (2)$$

Where  $g = g_0 \ln\left(\frac{N}{N_{tr}}\right)$ . The DC electrical performance follow a diode equation:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{q(V - IR)}{nkT}\right) \quad (3)$$

The list of laser parameters which is used in this paper is shown in table 1. The specified values are extracted

from different kinds of numerical and experimental investigation of semiconductor laser [7] [8] [9]. These set of laser parameters are passed as input to the built-in laser models in specialized photonic circuit simulator which is lumerical INTERCONNECT in our investigation. Lumerical's 1D gain element model which runs in the time domain tracking the slowly varying envelop of the optical mode amplitude as well as the time sampling of carrier distribution along the direction of power follow in the gain medium [10]. The amplitude and shape of the gain and spontaneous emission profile are corresponded to the local carrier density. The carrier densities are altered to be able to respond the radiative and nonradiative recombination, injection of carrier density, and stimulated emission. As a result, having a device model in the photonic circuit simulator help to meet the need for an accurate analyse of both active and passive components in an optical link.

The tunable Vernier based semiconductor laser, as shown in Fig. 1, included a III-V semiconductor optical amplifier (SOA) section with the length of 80  $\mu\text{m}$ , two ring resonators for single mode selection with the coupling of 20% and rings radii are 9.55 and 7.96  $\mu\text{m}$ . Two mirrors is located at the two facets with the reflectivities of 100% and 98%. A graphene sheet is located beneath the two rings to let use to tune the effective reflective index of the resonators through changing of Fermi level. The model, which is used here for the tuning mechanism, is based on [11]. Here we consider the two effective reflective indexes of 2.45 and 2.451 corresponding to Fermi levels of 0.1 and 0.9 eV, respectively. The effective index of strait waveguides set to be 3.4.

In the feedback section the resonator has a free spectral range (FSR) of 10 THz. A small difference

Table 1. Semiconductor laser parameter list

parameter	value	Unit
Active region volume	40	$\mu\text{m}^3$
Radiative recombination	2.5e+08	1/s
Gain coefficient	$1.9 \times 10^{-20}$	$\text{m}^2$
Gain shape quality factor	100	-



Transparent carrier density	$1.5 \times 10^{18}$	$\text{m}^{-3}$
Confinement factor	0.8	-
Spontaneous emission factor	0.01	-
Group index	4	-
Gain central frequency	195.25	THz

between FSRs of two rings allows us to take advantages of Vernier effect for single mode operation and wavelength tuning. In addition, the bandwidth of Vernier filter is designed to select only on Fabry-Perot mode of the cavity.

### 3. Simulation and result

Initially, it is of paramount importance to be able to demonstrate high wavelength accuracy and single-longitudinal mode (SLM) operation. To this end, the cold cavity measurement is performed. For each resonance peak, the full width at half maximum is estimated to be 6 GHz and the semiconductor laser feedback circuit is design to work around frequency 194.9 THz. Such narrow resonance peak shows high accuracy, and is crucial to obtain large tuning range.

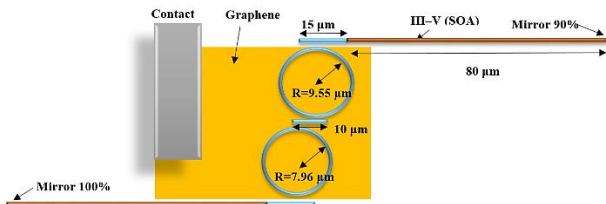


Fig 1. A schematic view of the tunable laser with external cavity. The tuner is yellow, graphene, and SOA is red. The output power is measured at the end facet with the reflectivity of 90%.

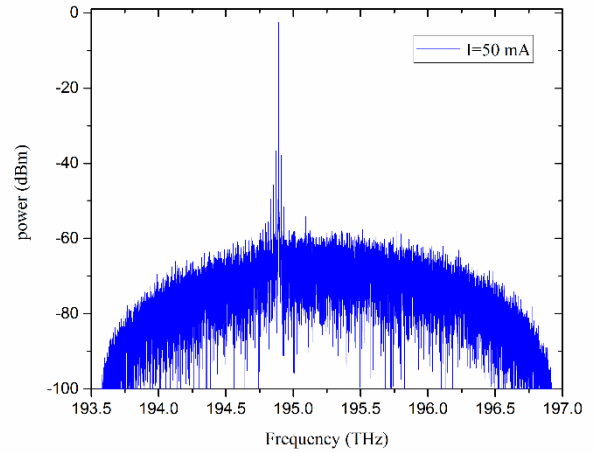


Fig 2. Lasing spectrum at a bias current of 50 mA.

The static lasing spectral characteristic of the designed structure is calculated and shown for current injection of 50 mA in Fig. 2. The side mode suppression ratios (SMSRs) is around 35 dBm, which shows an improvement in comparison to other counterparts, for example [2] [3] [4], in such a low operating current. Having high SMSR guarantees the single frequency operation of the laser.

The laser operates in the specified band and are tunable over a 0.1 THz range from 194.89 to 194.79 THz with maintenance of desired SMSR in the shifted spectrum (Fig. 3). The demonstrated tunability is obtained through Vernier effect of two ring with different radii. Chang of Femi level in graphene, which can be achieved using electrostatic gating, leads to a change in effective reflective index of propagating mode in the ring resonators, so this alter the resonance condition of our whole resonator.

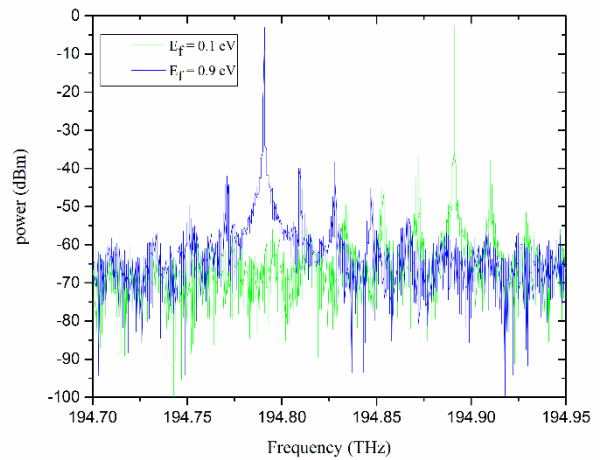


Fig 3. Super-imposed laser spectra for two different Fermi level which demonstrate the shifting of central frequency of the operation.

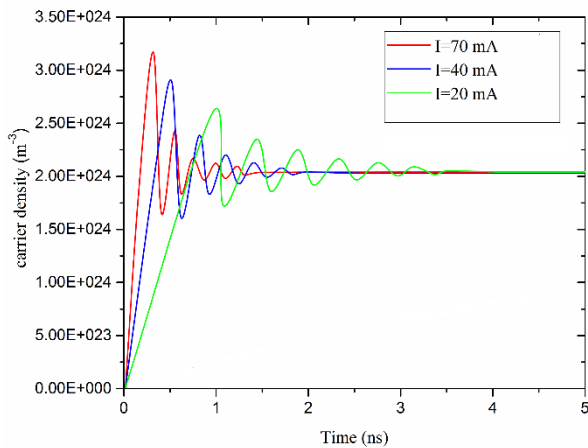


Fig 4. Plot of carrier dynamic in active medium of laser.

To describe the dynamic behavior of carrier density in the semiconductor laser diode, the solving of equations of 1 and 2 with the consideration of specific laser parameter is required. The carrier density were calculated and plotted for three different injected currents. As it can be seen in Fig. 4, the carrier densities for pumping currents reach steady state after undergoing relaxation oscillation at the early stages of operation. The relaxation oscillation represent interaction between energy levels occupation and generation of carriers and photons in the cavity. As current increase, carrier density increases and lasing began. The increasing will continue until the density reaches a constant value after that extra current does not change the steady state carrier density.

One of the most significant characteristics of a laser diode is P-I profile. The P-I curve can be sketched by calculation of laser output power for different injection currents.

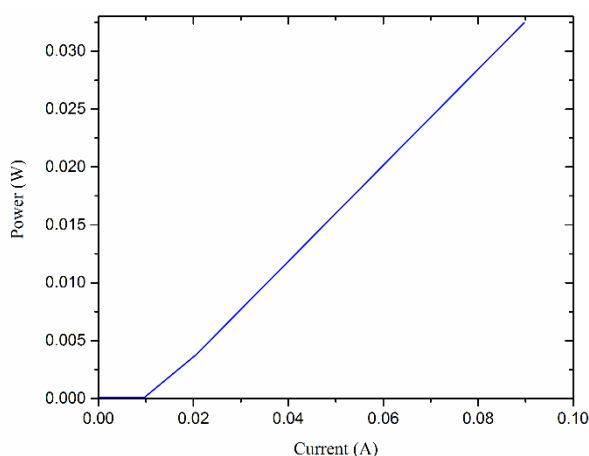


Fig 5. The P-I curve for the designed laser which shows threshold current is 0.01 A.

Threshold and slop efficiency,  $dP/dI$ , can be obtained using this profile. Below the threshold, the output power is negligible, but above the threshold, the output shows linearly increasing behavior. The P-I curve for designed laser is shown in Fig. 5, which indicate a threshold of 1 mA and slop efficiency of 0.37 W/A.

#### 4. Conclusion

In this paper, a tunable semiconductor laser diode based on Vernier effect feedback were modeled and simulated through solving the coupled rate equation in lumerical INTERCONNECT software. The output spectrum characteristics were investigated. It is shown that spectrum of the laser can be tuned using a change in Fermi level of graphene sheet which is located beneath the rings. In addition the carrier density dynamic and P-I characteristics was presented which shows good agreement with the intuitive views.

#### REFERENCES

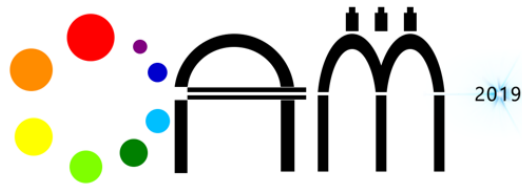
- [1] Song, B., Stagaescu, C., Ristic, S., Behfar, A., & Klamkin, J. (2016). 3D integrated hybrid silicon laser. *Optics Express*, 24(10), 10435-10444.
- [2] Duan, G. H., Jany, C., Le Liepvre, A., Accard, A., Lamponi, M., Make, D., ... & Fedeli, J. M. (2014). Hybrid III-V on Silicon Lasers for Photonic Integrated Circuits on Silicon. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 20(4), 158-170.
- [3] Fang, A. W., Koch, B. R., Jones, R., Lively, E., Liang, D., Kuo, Y. H., & Bowers, J. E. (2008). A distributed Bragg reflector silicon evanescent laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20(20), 1667-1669.
- [4] Fang, A. W., Lively, E., Kuo, Y. H., Liang, D., & Bowers, J. E. (2008). A distributed feedback silicon evanescent laser. *Optics express*, 16(7), 4413-4419.
- [5] Henry, C. (1982). Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2), 259-264.
- [6] Coldren, L. A., Corzine, S. W., & Mashanovitch, M. L. (2012). *Diode lasers and photonic integrated circuits* (Vol. 218). John Wiley & Sons.
- [7] Vilenchik, Y., Santis, C. T., Steger, S. T., Satyan, N., & Yariv, A. (2015, March). Theory and observation on non-linear effects limiting the coherence properties of high-Q hybrid Si/III-V lasers. In *Novel In-Plane Semiconductor Lasers XIV* (Vol. 9382, p. 93820N). International Society for Optics and Photonics.

[8] Zhu, Y., & Zhu, L. (2019). Narrow-linewidth, tunable external cavity dual-band diode lasers through InP/GaAs-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> hybrid integration. *Optics express*, 27(3), 2354-2362.

[9] Mak, J., van Rees, A., Fan, Y., Klein, E. J., Geskus, D., van der Slot, P. J., & Boller, K. (2019). Integrated frequency comb laser with narrow intrinsic optical linewidth based on a dielectric waveguide feedback circuit. *arXiv preprint arXiv:1902.06544*.

[10] Pacradouni, V., Klein, J., Donzella, V., Pond, J., Li, Z. Q., & Li, S. (2016, March). Accuracy of 1D compact laser model laser model results from 1D compact model compared with detailed 2D simulation. In *2016 IEEE 6th International Conference on Photonics (ICP)* (pp. 1-2). IEEE.

[11] Meng, Y., Lu, R., Shen, Y., Liu, Y., & Gong, M. (2017). Ultracompact graphene-assisted ring resonator optical router. *Optics Communications*, 405, 73-79.



1<sup>st</sup> International Conference on Optoelectronics, Applied Optics and microelectronics

Aug. 17-19, 2019

## IR Cut-off Filters Based on Plasmonic Butterfly-shaped Nano-Antennas

Alilou, Sima; Jamshidi ghaleh New, Kazem

*Department of Physics, AzarbaijanShahidMadani University, Tabriz, Iran  
(s.alilou9310@gmail.com1, k-jamshidi@azaruniv.ac.ir)*

**Abstract-** It is used different ways in order to increase the absorption of thin film solar cells. Roughen the surface, Use reflective layer under the cell and sensitization with metal nanoparticles such in. A periodic array of plasmonic butterfly-shaped nano-antennas as infrared (IR) radiations protection in solar cell systems has been designed. Since IR radiations may degrade the efficiency and overall lifetime of solar cell. According to the defined parameters, proposed nano-antennas on rigid substrate can block 59% of the undesired sun's IR radiations. Due to removal of IR light, the proposed filters can improve the power efficiency of silicon solar cells in long term applications and also enhance their lifetime.

**Keywords:** Infrared (IR) radiations, Nano-antenna, Plasmonic, Solar cell.

## 1. Introduction

A solar cell, or photovoltaic cell, is an electrical contrivance that converts the energy of light directly into electricity by the photovoltaic effect, which is a physical and chemical phenomenon [1]. Individual solar cell contrivances can be coalesced to compose modules, otherwise kenneed as solar panels. In rudimental terms a single junction silicon solar cell can engender a maximum open-circuit voltage of approximately 0.5 to 0.6 volts. With the goal of reducing manufacturing costs and material inputs and incrementing solar cell efficiencies, research into solar cells is increasingly fixated on incipient cell design concepts including thin film, organic, and textured surface solar cells [2]. When incorporating nanophotonic elements like metallic nanoparticles with plasmon resonances tuned to efficiently scatter the light into the absorbing layer, or nanotextured surface anti-reflection coatings to reduce undesirable back reflections that degrade cell performance, solar cell performance can be dramatically ameliorated [3]. The IR radiations are inimical for the performances of photovoltaic solar cells. Since a paramount amount of incoming solar radiation in IR region has no considerable effect on efficiency of solar cells and additionally can reduce their lifetime, our designs are fixated on this application. A plasmonic-enhanced solar cell, commonly referred to simply as plasmonic solar cell, is a type of solar cell (including thin-film, crystalline silicon, amorphous silicon, and other types of cells) that converts light into electricity with the assistance of plasmons, but where the photovoltaic effect occurs in another material. A direct plasmonic solar cell is a solar cell that converts light into electricity utilizing plasmons as the active, photovoltaic material [4]. They can utilize substrates which are more frugal than silicon, such as glass, plastic or steel. Plasmonic-enhanced cells amend absorption by scattering light utilizing metal nano-particles exhilarated at their surface plasmon resonance. Incomin light at the plasmon resonance frequency induces electron oscillations at the surface of the nano particles. The oscillation electrons can then be captured by a conductive layer engendering an electrical current. There is still considerable research obligatory to enable the technology to reach its full potential and commercialization of plasmonic-enhanced solar cells. Gold nano-antennas emerge as the ideal platform for intuitive, ultrafast and ultralocalized field control. On the other hand, predicated on antenna theory, an optical antenna can absorb any wavelength of light efficiently provided that the size of the antenna is

optimized for that categorical wavelength. That the infrared radiation passes through the solar cell materials without absorption if it is not intercepted by back metal metallization, so if the back metal is made in from of grid like it can pass the infrared radiation to the environment. Simulation of solar cells is essential to presage the demeanor of these contrivances [5]. In this paper, we design a solar cell That Utilizing plasmonic nano-antennas cut-off infrared radiation and reduces the reflection of the light in the visible wavelength range. We utilized the FDTD method to simulate this solar cell. FDTD is a high-performance optical solver that can be habituated to simulate the interaction of light with a wide variety of solar cell designs.

## 2. Methods

In this paper, The FDTD tool kit of Lumerical Solutions is used for this purpose. It is an optical solver built on the finite difference time domain technique. The metal nano-particles are deposited at a distance from the substrate in order to trap the light between the substrate and the particles. When performing experiment and simulations on the amount of light scattered into the substrate due to the distance between the particle and substrate, air is used as the embedding material as a reference. It has been found that the amount of light radiated into the substrate decreases with distance from the substrate. This means that nano-particles on the surface are desirable for radiating light into the substrate, but if there is no distance between the particle and substrate, then the light is not trapped and more light escapes. Metallic nano-particles can be used to couple and trap freely propagating plane waves into the semiconductor thin film layer. The localized surface plasmons in metal nano-particles and the surface plasmon polaritons at the interface of metal and semiconductor are of interest in the current research [6].

The absorption per unit volume can be calculated from the divergence of the Poynting vector,

$$P_{abs} = -0.5Re\{\vec{\nabla} \cdot \vec{P}\} \quad (1)$$

It is possible to calculate the absorption directly from this formula, but divergence calculations tend to be very sensitive to numerical problems. Fortunately, there is a more numerically stable form. It can be shown that the above formula is equivalent to:

$$P_{abs} = 0.5Re\{i\omega\vec{E} \cdot \vec{D}\} \quad (2)$$

To calculate the absorption as a function of space and frequency, we only need to know the electric field intensity and the imaginary part of the permittivity. Both quantities are easy to measure in an FDTD simulation. Fig. 1 shows the schematic of the solar cell studied in this paper. This design consists of gold plasmonic butterfly-shaped nano-antennas array of 100nm Thickness and 25nm height in a Square lattice, grown on a silicon substrate. In the reference design, the thickness of the silicon substrate is varied from 0 to 500nm. During simulations, periodic boundary condition is chosen along x and y directions and perfectly matched layer (PML) boundary condition is chosen along z direction. Mesh sizes were fixed at 1nm in all directions. Our goal is to calculate the relative absorption of this structure using CW Normalization, therefore we use a plane wave with a wavelength range from 300nm to 1100nm, instead of the real sunlight. A standard broadband plane wave source with a wavelength range that covers the solar spectrum is used to illuminate the solar cell initially rather than the actual solar spectrum. The results are normalized to the solar power spectrum from the sun (AM1.5) in the solar generation rate object. For more details on this technique, see the appendix. The number of frequency points for transmission and reflection monitors (T and R) can be adjusted (after overriding the global monitor settings) to obtain more data points and smoother plots. Gold is employed as the optical nano-antenna metal here.

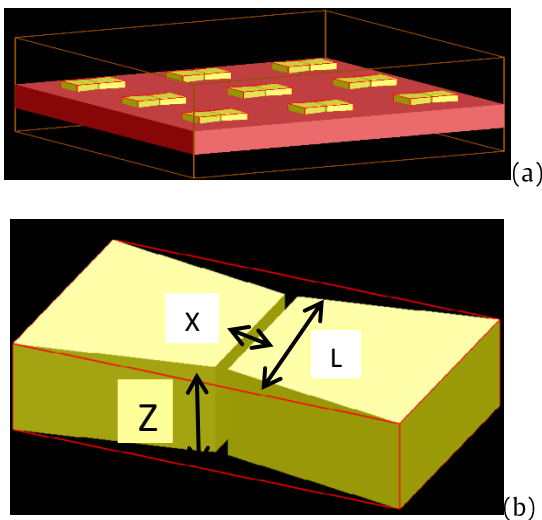


Fig. 1. (a) The schematic of the plasmonic cross-shaped antenna array and (b) the wide view of a single butterfly-shaped antenna.

### 3. Results

For a reference comparison, we run a simulation on just the flat silicon substrate. The Fig. 2 shows the simulated transmission enhancement by using nano-antenna plasmonic structures.

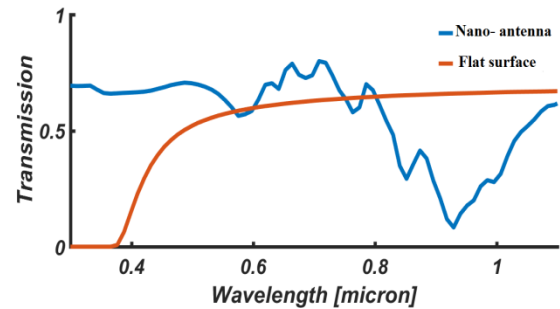


Fig. 2. Transmission spectra of the proposed butterfly-shaped nano-antenna array and flat silicon substrate

From the Fig. 2, we can see that wavelengths shorter than 800nm were mostly absorbed by the nano-antenna plasmonic, and the wavelength greater than 800nm were mostly transmission by the plasmonic butterfly-shaped nano-antennas. In Fig. 3 shows which the absorption power for based on plasmonic butterfly-shaped nano-antennas for solar cell applications is  $1.36e+14$ .

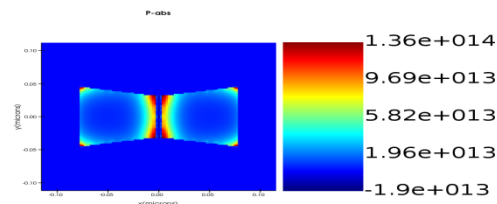
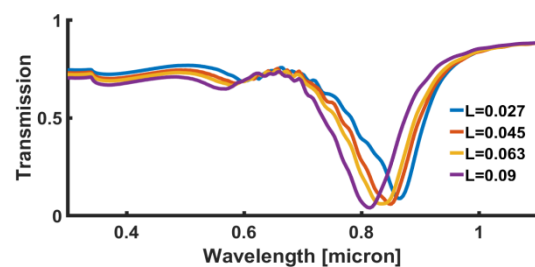


Fig. 3. The absorption power for based on plasmonic butterfly-shaped nano-antennas

Fig. 4 shows the transmission of the gold butterfly-shaped nano-antenna array as a function of wavelength for different antenna length (L), while fixing X= 80nm and Z= 30nm. As it is evident from Fig. 4, increasing L shifts the transmittance resonance to the shorter Wavelengths. According to Fig. 4, the wavelength range from 400nm up to 1100nm is absorbed by silicon and L= 27nm causes increase IR cut-off filters.

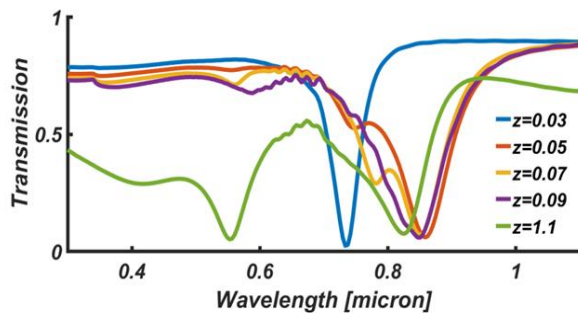




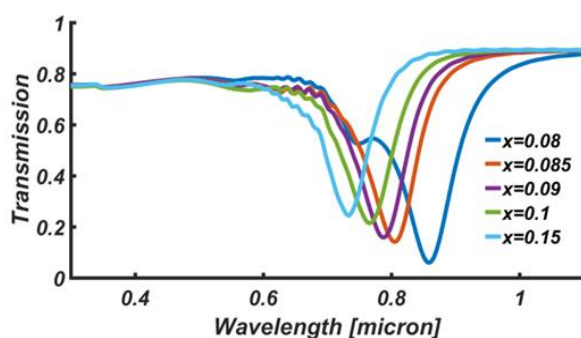
**Fig. 4.** Transmission spectra of the proposed butterfly-shaped nano-antenna array with  $x = 80$  nm,  $z = 30$  nm for different  $L$  ranging.

Fig. 5 shows the transmission of the gold butterfly-shaped nano-antenna array as a function of wavelength for different antenna  $Z$ , while fixing  $x = 80$ nm and  $L = 63$ nm. As it is evident from Fig. 5, the wavelength ranges from 400nm up to 700nm is absorbed by silicon and  $Z=90$ nm causes increase IR cut-off filters. In addition, the transmission level is decreased due to increasing the scattering cross section of the nano-antenna.

The influence of changing the  $X$  parameter is investigated in Fig. 6.  $L$  and  $Z$  are kept constant. As it is evident from Fig. 2, the wavelength ranges from 400nm up to 700nm is absorbed by silicon and  $X = 90$ nm causes increase IR cut-off filters.



**Fig. 5.** Transmission spectra of the proposed butterfly-shaped nano-antenna array with  $X = 80$ nm,  $L = 63$ nm for different  $Z$  ranging.



**Fig. 6.** Transmission spectra of the proposed butterfly-shaped nano-antenna array with  $Z = 30$ nm,  $L = 63$ nm for different  $X$  ranging.

From the above results it has been concluded that by changing the geometrical parameters of the proposed structure, with  $X=80$ nm,  $Z=90$ nm and  $L=27$ nm causes

IR cut-off filters based on plasmonic butterfly-shaped nano-antennas located on rigid and flexible substrates, which can be used in silicon solar cells.

#### 4. Conclusion

The development of direct plasmonic solar cells that use plasmonic nano-antenna directly as light absorbers is much more recent than plasmonic-enhanced cells. In conclusion, we have introduced IR cut-off filter based on plasmonic butterfly-shaped nano-antenna arrays. The materials that are used for proposed band-stop filters are available and relatively low-cost. In our proposed structure, Plasmonic nano-antennas have increased the power absorption in the solar cell. The parametric study of the proposed nano-antenna is presented and we found that, with  $X=80$ nm,  $Z=90$ nm and  $L=27$ nm causes IR cut-off filter based on plasmonic butterfly-shaped nano-antennas located on rigid and flexible substrates, which can be used in silicon solar cells. plasmonic butterfly-shaped nano-antenna arrays with Si substrate have Transfer 19% of the incident wavelength from 300–700nm and blocked 59% of the incident wavelength from 700–1100nm, relative to the flat surface. Solar cells based on plasmonic butterfly-shaped nano-antennas for long term applications but also increase the lifetime due to removal of heat.

#### REFERENCES

1. Zhang (2016-10-08). "Plasmonic enhancement of amorphous silicon solar photovoltaic cells with hexagonal silver arrays made with nanosphere lithography". *Materials Research Express*. 3 (10): 105034.
2. Gwamuri, J.; Güney, D. Ö.; Pearce, J. M. (2013-01-01). Tiwari, Atul; Boukherroub, Rabah; Sharon, heshwar (eds.). *Advances in Plasmonic Light Trapping in Thin-Film Solar Photovoltaic Devices*. John Wiley & Sons, Inc. pp. 241–269.
3. Yu, Peng; Zhang, Fanlu; Li, Ziyuan; Zhong, Zhiqin; Govorov, Alexander; Fu, Lan; Tan, Hoe; Jagadish, Chennupati; Wang, Zhiming (2018-06-29). "Giant optical pathlength enhancement in plasmonic thin film solar cells using core-shell nanoparticles". *Journal of Physics D: Applied Physics*. 51 (29): 295106.
4. Tong; et al. (2014-01-10). "Plasmonic-enhanced Si Schottky barrier solar cells". *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 120: 591–595.

$$(1) \quad \begin{aligned} & \frac{\Gamma}{2}(2\hat{A}_{12}\rho\hat{A}_{21} - \hat{A}_{22}\rho - \rho\hat{A}_{22}) + \\ & \frac{\kappa}{2}(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a), \end{aligned}$$

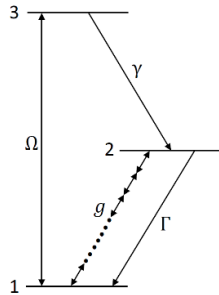


Figure 6. This figure illustrates the three-level atom in the V configuration with multiphoton transition confined in a single-mode optical cavity.

where  $a$  ( $a^\dagger$ ) is associated with the destruction (creation) operator of the cavity mode. The number of photons that involves in the transition between levels 1 and 2 is  $q$ . The raising and lowering operators between atomic levels  $|i\rangle$  and  $|j\rangle$  are  $\hat{A}_{ij}$ 's and the cavity decay rate is  $\kappa$ . Instead of direct solving the master equation (1), we use the following variables for  $q$ -photon transition in general:

$$C_n = \langle a^{\dagger n} a^n \rangle, \quad n \geq 0 \quad (2)$$

$$H_n = \langle \hat{A}_{22} a^{\dagger n} a^n \rangle, \quad n \geq 0 \quad (3)$$

$$J_n = \langle \hat{A}_{11} a^{\dagger n} a^n \rangle, \quad n \geq 0 \quad (4)$$

$$L_n = i\langle \hat{A}_{31} a^{\dagger n} a^n - \hat{A}_{13} a^{\dagger n} a^n \rangle, \quad n \geq 0 \quad (5)$$

$$F_n = \langle \hat{A}_{32} a^{\dagger n+q-1} a^{n-1} + \hat{A}_{23} a^{\dagger n-1} a^{n+q-1} \rangle, \quad n \geq 1 \quad (6)$$

$$D_n = i\langle \hat{A}_{21} a^{\dagger n-1} a^{n+q-1} - \hat{A}_{12} a^{\dagger n+q-1} a^{n-1} \rangle, \quad n \geq 1 \quad (7)$$

the time evolution of equations (2) to (7) is obtained from the underlying relations:

$$\dot{C}_n = g \sum_{m=1}^q \binom{q}{m} \frac{n!}{(n-m)!} D_{n-m+1} - \kappa n C_n, \quad (8)$$

$$\dot{H}_n = -g D_{n+1} + \gamma C_n - \gamma J_n - (\gamma + \Gamma + \kappa n) H_n, \quad (9)$$

$$\dot{J}_n = g \sum_{m=0}^q \binom{q}{m} \frac{n!}{(n-m)!} D_{n-m+1} + \frac{\Omega}{2} L_n + \Gamma H_n - \kappa n J_n, \quad (10)$$

$$\dot{L}_n = g \sum_{m=0}^q \binom{q}{m} \frac{n!}{(n-m)!} F_{n-m+1} + \Omega C_n - \Omega H_n - 2\Omega J_n - \left(\frac{\gamma}{2} + \kappa n\right) L_n, \quad (11)$$

$$\dot{F}_n = -g L_{n+q-1} - \frac{\Omega}{2} D_n - \frac{1}{2}(\gamma + \Gamma + \kappa(2n + q - 2)) F_n, \quad (12)$$

$$\dot{D}_n = -2g J_{n+q-1} + 2g \sum_{m=0}^q \binom{q}{m} \frac{(n+q-1)!}{(n+q-m-1)!} H_{n+q-m-1} + \frac{\Omega}{2} F_n - \frac{1}{2}(\Gamma + \kappa(2n + q - 2)) D_n. \quad (13)$$

In numerical solution of equations (8) to (13) along with the initial conditions, the classical fourth-order

5. Atwater, Harry A.; Polman, Albert (March 2010). "Plasmonics for improved photovoltaic devices". *Nature Materials*. 9 (3): 205–213.

6. Müller, Joachim; Rech, Bernd; Springer, Jiri; Vanecek, Milan (2004-12-01). "TCO and light trapping in silicon thin film solar cells". *Solar Energy. Thin Film PV*. 77 (6): 917–930.

The discussion of the multiphoton absorption and emission in the systems with and without decay processes have been widely investigated [1-5]. In the previous work, the treatment of a three-level atom in  $\Lambda$  configuration with multiphoton transition has been studied in the steady-state regime [6] but here we want to consider the temporal behavior of a three-level atom in another configuration with multiphoton transition under several specific conditions. The transformation stages of the three-level atom in the V configuration trapped in an optical cavity into an effective two-level one are discussed for various transitions. By applying multiple conditions, this transformation takes place and the plotted results in diagrams adequately verify these conversions and also in this case it can be said that this three-level atom reveals a similar behavior to the two-level one. Because of lack of space, only the general conclusions have been written and for more complete discussion about an open form of equations and other parameters [6] can be referred.

### 1. The Three-Level Atom in the V Configuration

The three-level atom in the V configuration with multiphoton transition as indicated in Fig. 1 is enclosed in a single-mode Fabry-Perot optical cavity. The atomic energy levels are 1, 2 and 3. The 1-3 atomic transition is driven by a classical field with the Rabi Frequency  $\Omega$  at the resonance. For convenience, the Rabi frequency of the classical field is to be considered as a real quantity. It is assumed that the transition between level 1 and level 2 of the atom occurs through the number of  $q$  photons and also the frequency of the 1-2 atomic transition is at the resonance with the  $q$ -photon transition one. The coupling constant between the 1-2 atomic transition with the cavity field mode is  $g$ . The parameter  $\gamma$  ( $\Gamma$ ) is related to the spontaneous emission rate from level 3 to level 2 (level 2 to level 1). The master equation which describes the behavior of the atom-cavity system is written as follows:

$$\dot{\rho} = -i \left[ g(a^q \hat{A}_{21} + a^{\dagger q} \hat{A}_{12}) + \frac{\Omega}{2}(\hat{A}_{13} + \hat{A}_{31}), \rho \right] + \frac{\gamma}{2}(2\hat{A}_{23}\rho\hat{A}_{32} - \hat{A}_{33}\rho - \rho\hat{A}_{33}) +$$

The curves of the second atomic level population  $P_2$  in the one-photon through three-photon transitions for various numerical values have been plotted in Figs. 3-5 versus the scaled time  $gt$ , respectively. In each figure, the dashed curve is calculated on the basis of the numerical calculations performed by the fourth-order Runge-Kutta technique presented in section 2. The solid graph in any figure is drawn based on the obtained outcomes in this section, the curve of equation (19) is depicted in Fig. 5 in the three-photon transition case. Comparison of the calculation associated with the three-level atomic simulations with the drawn diagrams based on the two-level atomic pattern reflects that the difference between the plotted results is of the order of thousands. Therefore, it can be said that under certain applied circumstances, the given three-level atom can show the behaviors of the two-level one.

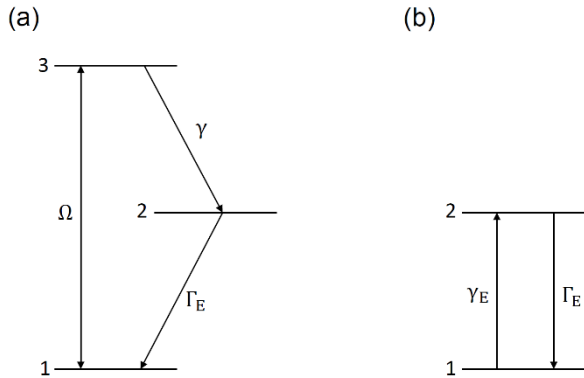


Figure 7. Transformation of the three-level atom to the two-level one in the three-photon transition case: (a) changing the three-level atom enclosed in the cavity of Fig. 1 into the new three-level one in the situation of  $\kappa \gg 2g$ , (b) converting the three-level atom of model (a) to the two-level one in the case of  $\Omega \ll \gamma$ .

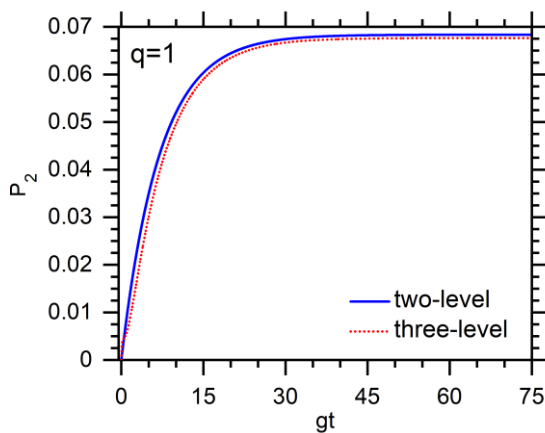


Figure 8. The curves of the second level population for  $\kappa/g = 30$ ,  $\Omega/g = 0.15$ ,  $\gamma/g = 2.3$ ,  $\Gamma/g = 0.001$  and

Runge-Kutta method has been utilized here [7,8]. The matrix continued fractions approach can also be applied to solve these time dependent equations [9]. To do so, we consider the column vector  $\phi_n(t)$  for  $n \geq 0$  as in the following:

$$\phi_n(t) = (C_n \ H_n \ J_n \ L_n \ F_n \ D_n)^T, \quad (14)$$

it is supposed that the atom is in the ground state  $|1\rangle$  and the cavity field is in the coherent state  $|\alpha\rangle$  at the initial time, in this situation  $\phi_n(t)$  takes the following form for  $n \geq 0$ :

$$\phi_n(0) = |\alpha|^{2n} (1 \ 0 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0)^T. \quad (15)$$

Thus the numerical solution related to the desired physical quantities is found. In the next part, the numerical solution of the second atomic level population obtained from the fourth-order Runge-Kutta method in this section is measured with the approximate solution of the second level population derived in that one.

## 2. How to Convert the 3-Level Atom to the 2-Level One

Here, just in the three-photon transition case, how to transform the three-level atom enclosed in the cavity into the two-level one under several special circumstances is clarified in detail in the time dependent regime. In the case where  $\kappa \gg 2g$ , the transition from level 2 to level 1 happens at the following rate:

$$\Gamma_E = \frac{8g^2}{\kappa}, \quad (16)$$

now assuming that  $\Gamma \ll \Gamma_E$ , then  $\Gamma$  can be neglected against  $\Gamma_E$  and the atom trapped in the cavity of Fig. 1 is reduced to the three-level one drawing in Fig. 2(a). Finally with the application of a weak driving limit in which  $\Omega \ll \gamma$ , the three-level atom created in Fig. 2(a) becomes even simpler. In the weak driving limit, the population of the third atomic level is given by:

$$P_3 = \left(\frac{\Omega}{\gamma}\right)^2 \left(1 - \exp\left(-\frac{\gamma}{2}t\right)\right)^2, \quad (17)$$

the weak driving limit necessitates that  $P_3 \ll 1$ , so with good approximation one can ignore the third level population. In this situation the transition from level 1 to level 2 takes place at the below rate:

$$\gamma_E = \frac{\Omega^2}{\gamma}, \quad (18)$$

in this way the third level is eliminated from computations and the three-level atom of Fig. 2(a) is turned into the two-level one in Fig. 2(b). By using the two-level atomic model and exerting the initial condition, the population of the second level is obtained by the following equation:

$$P_2 = \frac{\gamma_E}{\gamma_E + \Gamma_E} (1 - \exp(-(\gamma_E + \Gamma_E)t)). \quad (19)$$

section 3. In this same part, the numerical outcomes of the three-level atomic simulations with the derived curves from plotting the equations related to the two-level atom are shown in Figs. 3-5. The analogy of the curves points that for any separate transition, the three-level atomic simulations are very close to the two-level atomic results and one can say that the three-level atom trapped in the cavity depicts the same behavior as the two-level one.

#### ACKNOWLEDGMENT

The author would like to thank Dr. Howard J. Carmichael for his comment.

#### REFERENCES

- [1] F. L. Kien, H. T. Dung, and A. S. Shumovsky, "Multiphoton spontaneous emission of an atom in a detuned damped cavity," *Physica A*, vol. 153, pp. 492–501, 1988.
- [2] L.-M. Kuang, X. Chen, and M.-L. Ge, "Influence of intrinsic decoherence on nonclassical effects in the multiphoton Jaynes-Cummings model," *Phys. Rev. A*, vol. 52, pp. 1857–1869, 1995.
- [3] C. V. Sukumar and B. Buck, "Multi-photon generation of the Jaynes-Cummings model," *Phys. Lett. A*, vol. 83, pp. 211–213, 1981.
- [4] E. I. Aliskenderov, K. A. Rustamov, A. S. Shumovsky, and T. Quang, "On the Jaynes-Cummings model with multiphoton transitions in a cavity," *J. Phys. A: Math. Gen.*, vol. 20, pp. 6265–6270, 1987.
- [5] F. L. Kien, M. Kozierowski, and T. Quang, "Fourth-order squeezing in the multiphoton Jaynes-Cummings model," *Phys. Rev. A*, vol. 38, pp. 263–266, 1988.
- [6] B. Parvin, "The improvement of lasing without inversion in the presence of multi-photon transition in a three-level atom confined in an optical cavity in the steady-state regime," *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 132, pp. 180–193, 2017.
- [7] V. Bernat and I. Jex, "Quantum collapse and revival of a two-level atom with intensity-dependent detuning in a finite Q cavity at finite temperature," *Quantum Opt.*, vol. 4, pp. 9–17, 1992.
- [8] G. E. Forsythe, M. A. Malcolm, and C. B. Moler, *Computer Methods for Mathematical Computations*, Prentice-Hall: New Jersey, 1977.
- [9] H. Risken, *The Fokker-Planck Equation: Methods of Solution and Applications*, 2nd ed., Springer-Verlag: Berlin, 1989.

$|\alpha|^2 = 1$  in terms of  $gt$  in the one-photon transition case.

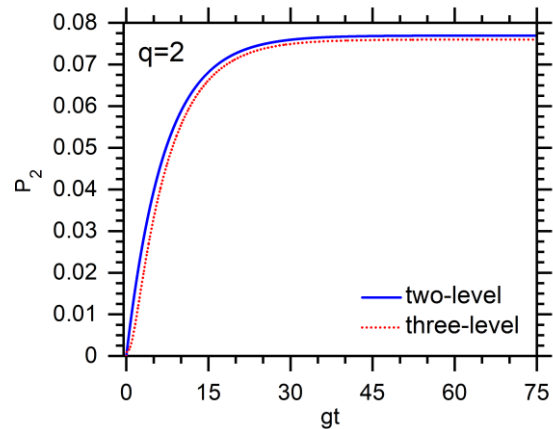


Figure 9. The diagrams of the second level population for  $\kappa/g = 30$ ,  $\Omega/g = 0.17$ ,  $\gamma/g = 2.6$ ,  $\Gamma/g = 0.001$  and  $|\alpha|^2 = 1$  against  $gt$  in the two-photon transition case.

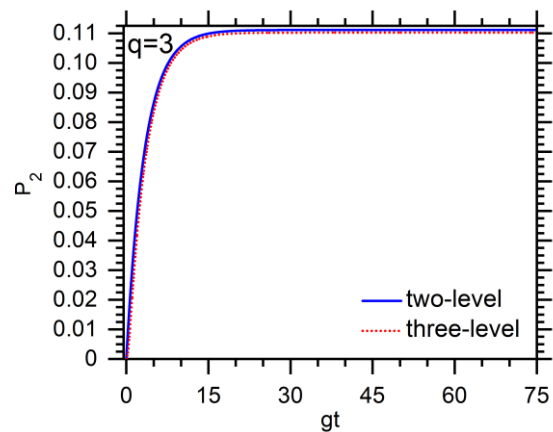
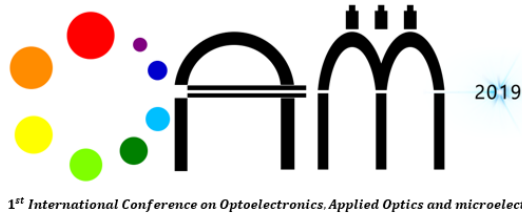


Figure 10. The graphs of the second level population for  $\kappa/g = 30$ ,  $\Omega/g = 0.5$ ,  $\gamma/g = 7.5$ ,  $\Gamma/g = 0.001$  and  $|\alpha|^2 = 1$  versus  $gt$  in the three-photon transition case.

### 3. Conclusion

The presented results in this work disclose that under specific conditions, the three-level atom in the  $v$  configuration with multiphoton transition confined in the single-mode optical cavity can be turned into the effective two-level atom in the time dependent regime. In part 2 the closed set of equations delineates the action of the atom-cavity system for each arbitrary transition which the numerical solution of these equations along with the initial conditions is implemented by the fourth-order Runge-Kutta approach. The approximate equation describing the population of the second level is found in the three-photon transition case in the two-level atomic model in



Aug. 17-19, 2019

# Performance Improvement of CIGS Solar Cells with Composition Graded Active Layer

Ali Abdolazadeh Ziabari<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>*Department of Physics, Lahijan Branch, Islamic Azad University, Lahijan, Iran, Postcode: 1616, E-mail: ali.abd.ziabari@gmail.com*

**Abstract-** The objective of this study is to investigate a new way to create high efficiency Copper Indium Gallium Selenide (CIGS) solar cells. To accomplish that, composition grading of absorber layer was carried out using SILVACO's technology aided computer design (TCAD) ATLAS program. Results showed a meaningful improvement of outputs including open circuit voltage (Voc), short circuit current (Isc), fill factor (FF) and conversion efficiency ( $\eta$ ).

**Keywords:** solar cell, CIGS, grading, TCAD, simulation



## 1. Introduction

Solar cells are semiconductor devices that rely on the absorption of light, particularly photons, from the solar cell spectrum to generate electron-hole pairs. The separation and subsequent collection of these electron-hole pairs is the method by which solar cells convert solar energy into useful electricity. CIGS is an alloy of copper indium diselenide ( $\text{CuInSe}_2$ ) and copper gallium diselenide ( $\text{CuGaSe}_2$ ) which result in a material with characteristics interpolated between both components. It has been shown that the trap density in CIGS solar cells is a function of Ga concentration [1]. It implies that higher Ga content may not cause of higher efficiency. Hence, an optimization problem is formed; how we can manage x value in  $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Se}_2$  where  $x=\text{Ga}/(\text{In}+\text{Ga})$  to obtain the best performance? In this paper we pursue the method that was applied in reference [2] where the absorber layer was deposited in a 3-step process.

## 2. Method Description

The initial configuration includes Mo layer as the back contact, a CIGS absorber layer, a CdS buffer layer and a ZnO window layer. The simulation was performed using the values that are stored in ATLAS library. The simulated cell was illuminated with AM1.5 spectrum. Besides, the temperature was regarded 300K. To rise the accuracy of the modelling, finer meshing was used at junctions. Other parameters like electrons and holes lifetime and mobility, surface recombination velocities and doping levels were then defined.

Fig. 1 depicts the modelled configuration of the traditional CIGS solar cell schematically. The doping concentration of p type region and n type region is taken  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  and  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  respectively, and the doping concentration of ZnO is  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . The finite element mesh grids are shown in Fig. 2.

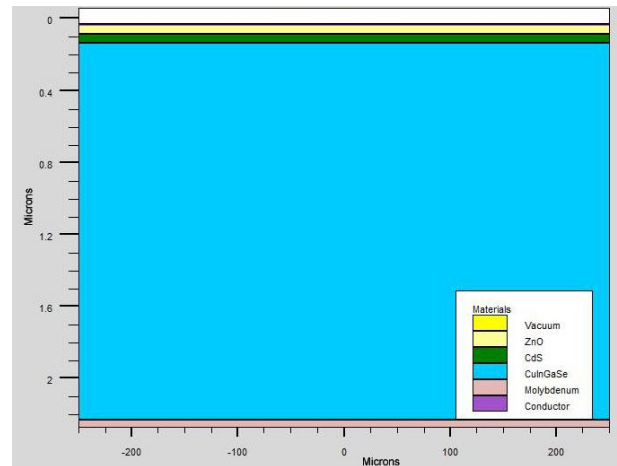


Figure 1. The modeled conventional CIGS solar cell.

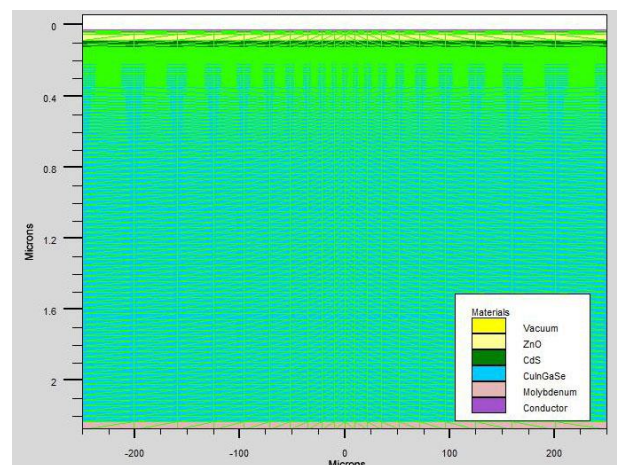


Figure 2. Mesh specification of solar cell structure.

## 3. Results and Discussion

### a. Verification of the modelling

Modelling was initiated with a basic cell (Fig. 1) to verify the appropriate implementation into ATLAS and the capability to produce outputs. The calculated solar cell parameters including the open-circuit voltage ( $V_{oc}$ ), fill factor (FF), short-circuit current ( $I_{sc}$ ) and efficiency ( $\eta$ ) from simulation are shown in Fig. 3. The common value of x is 0.3 for the fabricated  $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Se}_2$  compound. This value was taken in the first round simulation. Results are coincident with the reported values [3,4]. This confirms the validity and accuracy of the simulation operation.



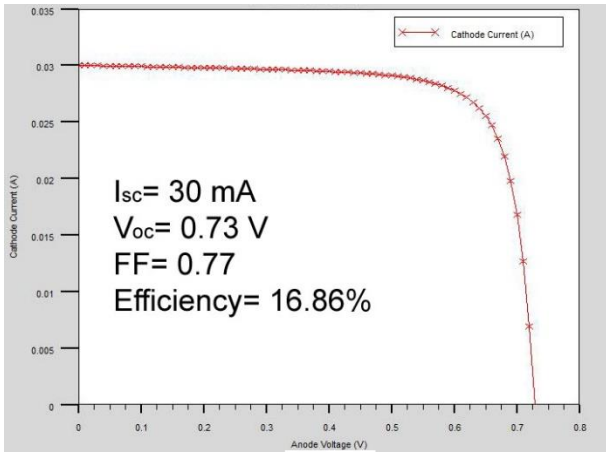


Figure 3. IV curve along with output parameters for a traditional CIGS solar cell.

b. Constructing a Cell with Ultra-Thin Absorber Layer

Using expensive elements including In and Se in CIGS compound increases the production price. One way to overcome this challenge is to decrease the thickness of CIGS layer. However, this will lead to shortening of the photon traveling path that in turn results in decrease of photocurrent. Ultra-thin CIGS absorber layers have been studied and efficiencies have been simulated to be in the 10–11% range but have not been widely produced [5]. Fig. 4 shows the IV curve for the ultra-thin CIGS solar cell with an absorber layer of 750 nm. As it was expected, all output parameters decreased with reduction of active layer.

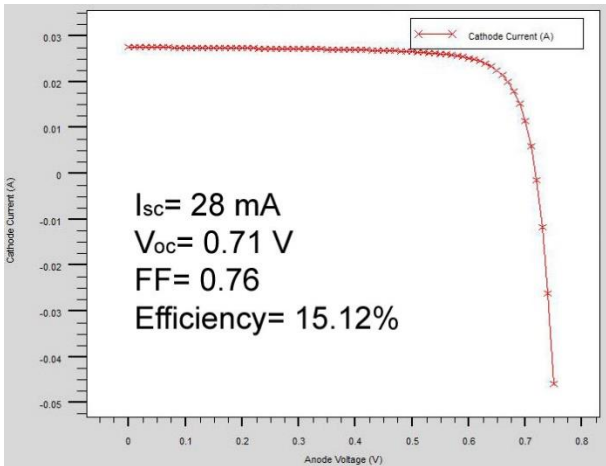


Figure 4. IV curve along with output parameters for an ultra-thin CIGS solar cell.

c. Graded CIGS Layer

Another advancement in the design of Cu(InGa)Se<sub>2</sub> cells is the inclusion of graded Ga concentration within the absorber layer in order to increase the overall efficiency of the solar cell. The first method is known as back grading, where the concentration of Ga is

increased moving towards the back contact. The second method is known as front grading, where the Ga concentration is decreased moving towards the back contact. The third is essentially a blend of the first two concepts, in which higher Ga concentration at both the top and bottom contacts is achieved with a minimum Ga concentration in the middle of the absorber layer. The bandgap of CuIn<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>Se<sub>2</sub> varies from 1.01 eV to 1.67 eV as shown in Fig. 5 when the x composition is changed from 0 to 1. The band gap of CIGS is related to the x composition according to the following equation [6]:

$$E_g(x) = 1.01 + 0.42x + 0.24x^2 \quad (1)$$

After verification of the basic cell, the first change was from an ultra-thin absorber layer (750nm) with constant Ga concentration to one with a graded concentration. The first attempts only had a single gradient in the absorber layer, which was varied for a variety of slopes, all with a midpoint Ga mole fraction of 0.3. Two different cases of decreasing and increasing Ga mole fraction going from top to bottom were tested and the maximum efficiency of 15.76% was recorded for the cell with the smallest forward graded absorber layer. This is linked to the increased internal electric field stemming from the concentration gradient in the absorber. In the second attempt the absorber layer was divided into two equal sections that allow for the specification of two Ga concentration gradients; a decreasing gradient from top to bottom in the top absorber layer creates a front field that sweeps photo-generated carriers towards the *p-n* heterojunction and an increasing gradient from top to bottom in the bottom absorber layer creates a back field that sweeps photo-generated carriers towards the back contact. The combination of these two fields should increase the overall efficiency of the cell by sweeping carriers towards the contacts before they can recombine.

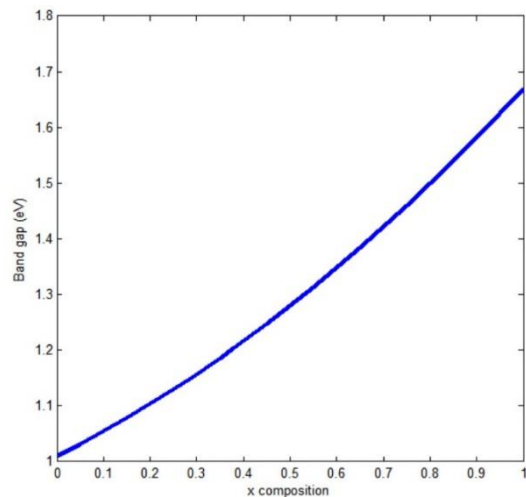


Figure 5. Bandgap versus x composition for CIGS.

The largest efficiency of 16.12% was observed for the cell with the smallest negative slope. This slope corresponds to the top absorber layer having concentration decreasing from a Ga mole fraction of 0.31 to 0.3 going from the top of the layer to the bottom. For the bottom layer, the Ga mole fraction was increased from 0.3 to 0.31 going from the top to bottom. Much like the single-absorber layer simulations, the higher magnitude negative slopes resulted in increases in the open circuit voltage. The short circuit currents decreased significantly for these higher slopes, resulting in an overall decrease in efficiency. Despite promising results came out of the mentioned single and dual-graded absorber layer, the best output was achieved by a trapezoidal profile of grading accomplished on a three-stage processed CIGS layer with a constant content of Ga in the middle layer (250 nm) and a decreasing Ga concentration from the top layer (250 nm) plus an increasing Ga concentration profile from the mid layer to the bottom layer (250 nm). The resulting structure of this file is illustrated in Fig. 6. The results of these simulations led to a cell with the highest efficiency at 16.80%, as illustrated in Fig. 7. All other output parameters improved after performing the mentioned trapezoidal grading procedure (shown inset of Fig. 7). Compare to the common thick CIGS solar cells, the designed modelled ultra-thin solar cell shows a quite high performance.

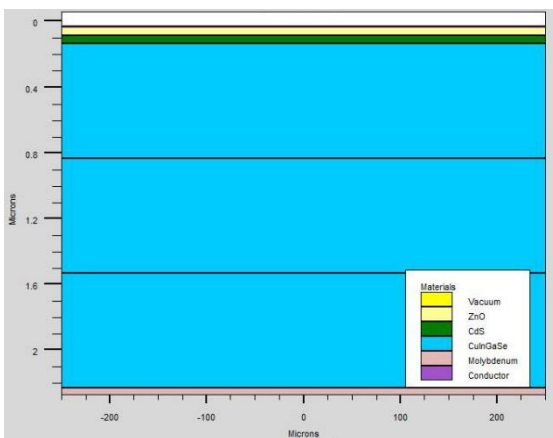


Figure 6. The three-stage processed CIGS layer for dual-grading of the ultra-thin cell.

#### 4. Conclusion

In summary, a series of simulations was performed on CIGS solar cells to survey the impact of decreasing the expensive absorber layer. Results showed a

significant degradation of output parameters with downsizing the absorber layer. The bandgap grading of the active layer showed promising results and caused output values quite analogous to the thick solar cell.

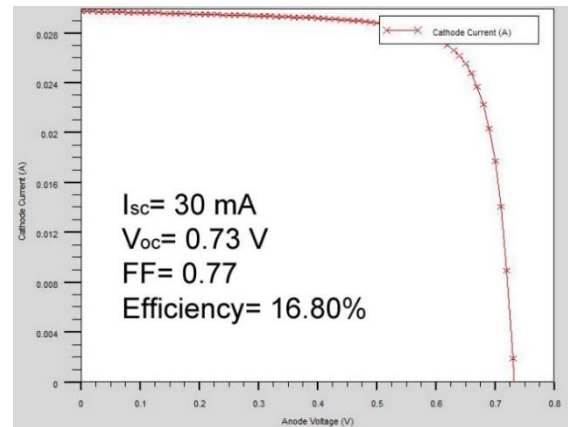
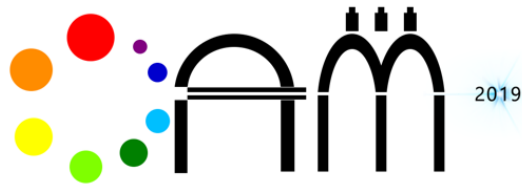


Figure 7. IV curve along with output parameters for an ultra-thin trapezoidal-graded CIGS solar cell.

#### REFERENCES

- [1] G. Hanna, A. Jasenk, U. Rau, and H. Schock, "Influence of Ga-content on the bulk defect densities of Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub>" *Thin Solid Films*, 387 (1) (2001) 71-73.
- [2] T. Dullweber, O. Lundberg, J. Malmström, M. Bodegård, L. Stolt, U. Rau, H. Schock, and J. H. Werner, "Back surface band gap gradings in Cu (In, Ga) Se<sub>2</sub> solar cells", *Thin Solid Films*, 387(1) (2001) 11-13.
- [3] S. K. Lee, H.-J. Jeong, Y.-C. Kim, and J.-H. Jang, "Improvement in CIGS solar cell efficiency using a micro-prism array integrated with sub-wavelength structures", *Sol. Energy Mate. Sol. Cells* 186 (2018) 254-258.
- [4] J. Li, B. Deng, H. Zhu, F. Guo, X. You, K. Shen, M. Wan, and Y. Mai, "Rear interface modification for efficient Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> solar cells processed with metallic precursors and low-cost Se vapour", *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 186 (2018) 243-253.
- [5] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta and E. D. Dunlop, "Solar cell efficiency tables (Version 45)," *Progress in Photovoltaics Research Applications*, 23(1) (2015) 1-9.
- [6] S. Sharbati and R. Sites James, "Impact of the Band Offset for n-Zn (O, S)/p-Cu (In, GA) Se<sub>2</sub> Solar Cells", *IEEE Journal of photovoltaics*, 4 (2014) 2.



1<sup>st</sup> International Conference on Optoelectronics, Applied Optics and microelectronics

Aug. 17-19, 2019

## Photocatalytic activity of NiO nanoparticles under the different wavelengths

Ahadzadeh-Namin Kobra<sup>1\*</sup>, Fakhri-Mirzanagh Sheida<sup>1</sup>, Azizian-Kalandaragh Yashar<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Department of Engineering Sciences, Faculty of Advanced Technologies, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran, k.ahadzadeh.namin@gmail.com*

<sup>2</sup>*Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran*

**Abstract-** In this research, NiO nanoparticles have been prepared by microwave-assisted method and the prepared product was annealed at 1000°C. The photocatalytic properties of this nanostructures were investigated under different light wavelengths in both Ultraviolet and visible region. XRD pattern and UV-Visible spectrum exhibit that NiO nanoparticles have been produced purely and percent of degradation of Methylene blue (MB) in depended on light wavelength, which means, in low wavelengths degradation efficiency were imported.

**Keywords:** Degradation, Microwaves, NiO, Wavelengths

## 1. Introduction

Nanomaterials have expanded rapidly in the world and as soon as the magic application of them were identified and used in industrial and life. With expansion use of fossil fuels, wide-spreading research has been done to develop renewable energy technologies that make solar energy more important. Water is considered to be one of the vital human sources, that with the growth of population, water pollution, natural disasters and various other factors of natural resources. This has given rise to increasing concern among people in various provinces. The existence of any life depends on the water. Usually, developing countries consume 22 % of the water resources [1] in industrial processes, resulting in industrial wastewater entering into a natural cycle of many toxic and non-degradable pollutants. Today, with the expansion of water recovery as well as the purification of that treated wastewater, it can be turned into a reuse cycle for various uses. The use of refined sewage is a convenient and affordable option for supplying the water needed in various industries, which will save existing water resources and prevent water loss and environmental pollution. This is exactly where the nanoscale material is needed, in Recent decades, destroy the pollutant of water by nanoscale materials has been proven [2].

One of the pollutant materials in the water is organic dyes, this material enters the water from Textile industrial. Nano oxide materials can remove this pollutant from water by own photocatalytic activity. Oxide nanoparticles were considered for high-density materials [3]. Many metal oxide nanoparticles used in photocatalysis action such as TiO<sub>2</sub>[4], ZnO[5], SnO<sub>2</sub>[6] and etc. In among of this materials NiO nanoparticles is unique material and have wide applications. NiO used in various fields such as catalysis, gas sensors, battery cathodes, heterogeneous catalytic materials and magnetic materials [7] and was prepared by sol-gel, surfactant-mediated synthesis, thermal decomposition, polymer-matrix assisted synthesis and spray-pyrolysis methods [8]. nickel oxide (NiO) is p-type oxides that highly active material with wide band gap (3.6eV to 4.0 eV) and used widely in catalysis applications [9] that in combining by other oxide material can removed the organic dye under the visible light [10].

photocatalytic activities of materials in depended to light irradiation, in the other words, it depended to the wavelength of light [2] and in the meantime, OH

radicals is an important element to photocatalytic degradation in various materials. [11].

In this work, by synthesis NiO nanoparticles by microwaves, photocatalytic activity has been investigated. XRD and UV-Visible analyzed and study the photoactinic activity under different radiation lamp and results reported.

## 2. Experimental

### 2.1 Preparation method

In this research has been used microwave method to produce NiO so that 0.2M from Nickel chloride.6H<sub>2</sub>O (NiCl<sub>2</sub>, KBR) dissolved in 40ml distilled water and stirred 30min, then 0.5M Na<sub>2</sub>S.3H<sub>2</sub>O (LOBA Chemie) added to solution drop by drop until pH of the solution be 7. Then by adding the 0.5M NaOH (Merk), reserved pH=14, then solution placed in Microwave device (SAMSUNG) for 15min by Power=180. This material washed 5 times by water and dry in Oven for 48hours. Then annealed in 1000 ° centigrade. The green powder was obtained.

### 2.2 Photocatalytic experimental method

To study the photocatalytic activity of NiO, at first 0.1g of NiO dispersed in 100ml of Methylene Blue (MB) 10ppm, and a spot under light and temperature circulator. The dark time was 30min and light time was 5min for the study of the degradation of MB. This research done on the two conditions, once under SMD lamp by Visible wavelength and latter, under the Mercury- Vapour lamp by UV-Visible wavelength.

## 3. Results and discussion

### a. XRD (X-Ray diffraction)

XRD pattern of preparation NiO has been shown in fig 1. It has been observed that NiO was prepared without impurity and crystalline plates placed at the desired angle [12].

Here, the Debye-Scherrer relationship is used to calculate the average grain size of the ZnTiO<sub>3</sub> nanoparticles [15]:

$$D = \frac{k\lambda}{\beta \cos \theta} \quad (1)$$

In this regard D is the average grain size, k=0.9 for nanoparticles,  $\lambda=0.154$  nm is the X-ray wavelength,  $\beta$  is half the peak width (FWHM) and  $\theta$  is the peak angle. The average size of the NiO nanoparticles was approximately less than 25.6 nm.

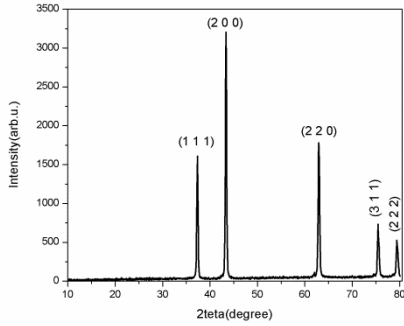


Fig 1. XRD pattern of prepared NiO

#### 4. UV-Visible spectrum

The optical properties of prepared nanostructures were investigated by UV-Vis absorption spectroscopy, as shown in Fig.2 NiO nanostructures have a strong peak centered at around 355 nm (3.55 eV), and weak shoulders around 219 nm. The optical band gap of NiO has been shown in fig 2 where that is about 4 eV [13].

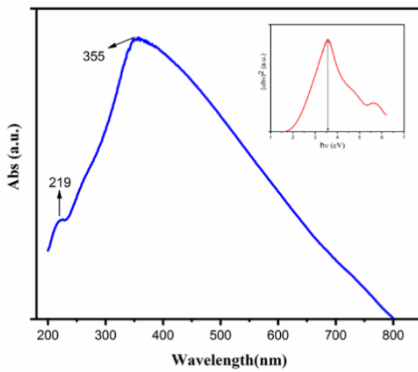


Fig 2. Absorbance spectrum of NiO

#### 5. Photocatalytic activity

In this work 0.1g of prepared NiO dispersed in 100ml of MB 10ppm and placed under UV-Visible light. Photocatalytic diagram (fig 3) shows that MB degraded from water. In the next section, this solution placed under the SMD (Visible) light (fig 4) and this is understood that NiO cannot degrade the MB. Since the band gap of NiO is depended to the preparation method and it means that NiO under the Visible irradiation cannot degradation the MB although band gap of it is narrow. Photodegradation percent diagram has been shown in fig 5 and calculated by[14]:

$$\text{Degradation Efficiency} = \left(1 - \frac{A_t}{A_0}\right) \times 100 \quad (2)$$

Where  $A_0$  and  $A_t$  are the absorbances of MB before and after the degradation process.

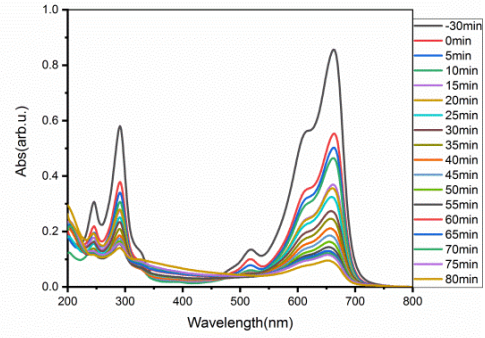


Fig 3.: Absorption spectra of MB and NiO catalyst solution the presence of UV light

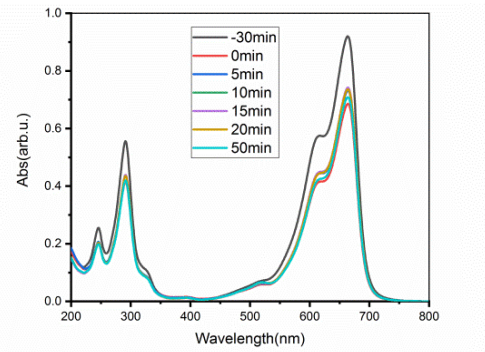


Fig 4. Absorption spectra of MB and NiO catalyst solution the presence of UV light

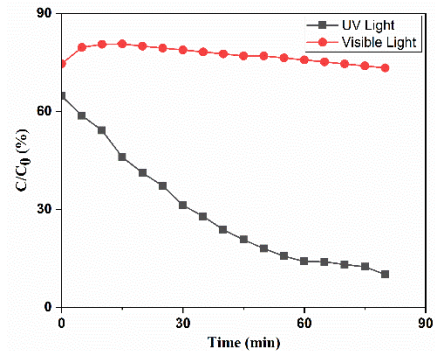


Fig 5. Photodegradation percent diagram of NiO under the UV and Visible light

#### 6. Conclusion

In this paper, NiO nanoparticles were prepared by microwaves method for investigation the photocatalytic activity. XRD pattern and UV-Visible spectrum exhibit that NiO was prepared purely. So that, by comparing the photocatalytic activity of NiO nanostructures to degrade MB from water under the two lamps, it was found that nanostructures underwent Visible light degradation at very low levels of about 20%, while the Uv light could destroy methylene blue The duration of 80 minutes is about

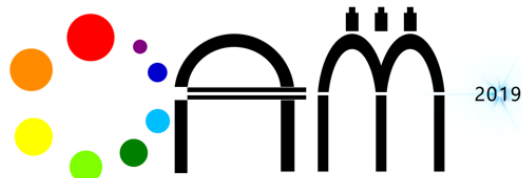


90%. As a result, the Uv light is a good option in investigating the photocatalytic activity of NiO nanoparticles from methylene blue degradation from water.

## REFERENCES

1. Gaya, U.I. and A.H. Abdullah, *Heterogeneous photocatalytic degradation of organic contaminants over titanium dioxide: a review of fundamentals, progress and problems*. Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews, 2008. 9(1): p. 1-12.
2. Azizian-Kalandaragh, Y., S. Fakhri-Mirzanagh, and L. Badrinezhad, *Sonochemically Prepared SnO2 Nanostructures for Photodegradation of Methylene Blue Under Mercury-Vapor and Light Emitting Diode Lamps*. Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, 2019. 14(2): p. 177-183.
- 3 Ayyub, P., et al., *Effect of crystal size reduction on lattice symmetry and cooperative properties*. Physical Review B, 1995. 51(9): p. 6135.
4. Narayan, H. and H. Alemu, *A Comparison of Photocatalytic Activity of TiO2 Nanocomposites Doped with Zn<sup>2+</sup>/Fe<sup>3+</sup> and Y<sup>3+</sup> Ions*. International Journal of Nanoscience and Nanotechnology, 2017. 13(4): p. 315-325.
5. Elamin, N. and A. Elsanousi, *Synthesis of ZnO nanostructures and their photocatalytic activity*. Journal of Applied and Industrial Sciences, 2013. 1(1): p. 32-35.
6. Azizian-Kalandaragh, Y., S. Fakhri-Mirzanagh, and L. Badrinezhad, *Sonochemically Prepared SnO2 Nanostructures for Photodegradation of Methylene Blue Under Mercury-Vapor and Light Emitting Diode Lamps*. Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, 2019. 14(2): p. 177-183.
7. R. Manigandan, K. Giribabu, R. Suresh, L. Vijayalakshmi, A. Stephen and V. Narayanan, *Structural, optical and magnetic properties of gadolinium sesquioxide nanobars synthesized via thermal decomposition of gadolinium oxalate*, Mater. Res. Bull, 2013, 48: 4210-4215.
8. X. Song, L. Gao, *Facile synthesis and hierarchical assembly of hollow nickel oxide architectures bearing enhanced photocatalytic properties*, J. Phys. Chem. C, 2008, 112, 15299–15305.
9. F.A. Harraz, R.M. Mohamed, A. Shawky, I.A. Ibrahim, "Composition and phase control of Ni/NiO nanoparticles for photocatalytic degradation of EDTA" *J. Alloy Comps*2010., 508, 133 –140.
- 10 V Karthikeyan, A Padmanaban, T Dhanasekaran, S Praveen Kumar, G Gnanamoorthy, V Narayanan, "Synthesis and Characterization of ZnO/NiO and Its Photocatalytic Activity" *Mechanics, Materials Science & Engineering*, 2017, DOI 10.2412/mmse.23.8.292 provided by Seo4U.link
11. Hongxu Guo, Y.K., Dongfeng Wang, Kaili Lin, Ruxiang Shen, Jianhua Chen , Wen Weng, *Efficient adsorption and photocatalytic degradation of Congo red onto hydrothermally synthesized NiS nanoparticles*. Nanopart Res, 2013. 15: p. 1475.
12. Qiao, Hongxia, Zhiqiang Wei, Hua Yang, Lin Zhu, and Xiaoyan Yan. "Preparation and characterization of NiO nanoparticles by anodic arc plasma method." *Journal of Nanomaterials* 2009 ,2009: 2.
13. K. Varunkumar ,Rafikul Hussain, Gurumurthy Hegde, Anita S. Ethiraj, "Effect of calcination temperature on Cu doped NiO nanoparticles prepared via wet-chemical method: Structural, optical and morphological studies", *Materials Science in Semiconductor Processing*, 2017, 66:149-156.
14. Hussein, A.M.T.a.D.S., *Synthesis of TiO2 nanoparticles and their photocatalytic activity for methylene blue*. *American Journal of Nanomaterials* 2015. 3: p. 57.
15. Cullity, B. D., & Stock, S. R. (2001). *Elements of X-ray Diffraction* (Vol. 3, p. 15). New Jersey: Prentice hall.





1<sup>st</sup> International Conference on Optoelectronics, Applied Optics and microelectronics

Aug. 17-19, 2019

# Simulation and Investigation of the Optical Properties of CdS/CdTe Solar Cells

Parinaz Khaledi<sup>1\*</sup>, Yousefali Abedini<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Ph.D. student of Physics, Urmia University of Technology, Urmia, Iran, parinaz.khaledi97@sci.uut.ac.ir

<sup>2</sup> Associate Professor Physics Department, University of Zanjan and Center for Research in Climate Change and Global Warming (CRCC), Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran, abediniy@znu.ac.ir

**Abstract-** Being one of the most important techniques, significant research has been conducted in solar cell efficiency improvement. Simulation of various structures and materials of solar cells provides a deeper understanding of device operation and ways to improve their efficiency. Over the last two decades, polycrystalline thin-film Cadmium-Sulfide and Cadmium-Telluride (CdS/CdTe) solar cells fabricated on glass substrates have been considered as one of the most promising candidates in the photovoltaic technologies, for their similar efficiency and low costs when compared to traditional silicon-based solar cells. In this work CdS/CdTe solar cells simulated using MATLAB software and the optical properties of this structure have been investigated.

**Keywords:** solar cell, CdS/CdTe, simulated, photonics, optical properties.

**1. Introduction**

The considerable energy level produced by energy can heat oceans, create atmospheric events and evaporation cycle, flow rivers, and destroy natural lands due to storms and hurricanes. The 1906 San Francisco earthquake with magnitude of 7.8 at Richter scale led to release of  $10^{17}$  Joule that is equal to the generated solar energy within one second. Oil reservoirs of the earth is about 3 trillion barrels consisting of  $1.7 \times 10^{22}$  joule energy while such amount energy can be generated by sun during half and one day.

Human annual consumption is about  $4.6 \times 10^{25}$  joule that is equal to the energy generated by sun within one hour. The sun is constantly generating  $1.2 \times 10^{25}$  trillion watt (tw) energy that is highly more than any other generation source, either renewable or non-renewable sources. This energy is significantly more than the energy that is required for human that is about 13 trillion watt. Covering 0.16% of lands by 10% solar cells it is possible to obtain 20tw energy that is two times greater that world fossil fuel consumption besides energy of various nuclear reactor power plants [1]. Solar energy is robust while a minor amount of it is directly used in human activities. About 80-85% of the whole consumed energy is obtained from fossil resources. These resources are not renewable, are reducing, and generating greenhouse gases and other environmental pollutions [2]. Care for the environment is one of the most underlying responsibilities when using and choosing any source from preferred energy resources. Fossil fuels emit a large volume of greenhouses such as CO<sub>2</sub> leading to disturbance of the ecological balance. These pollutions are increasing due to overuse of fossil fuels and expansion of human community needs. The solution to this problem is use of fossil fuels with carbon separation that is a difficult method, because large spaces are required in this method to store the obtained greenhouse gases and maintenance of these gases leads to considerable problems. Nuclear power plants may seem to be a suitable choice but construction and maintenance of several thousand 1GW nuclear power plants al around the world is a controversial issue within providing 10tw energy demanded. Uranium deposits of these power plants will be finished after 10 years then seawaters should be used that is also an exhausted resource. On the other hand, use of renewable energy sources is an ideal method and solar energy is the most suitable energy resource compared with other renewable energy sources as it is not an exhausted energy

resource and is environment-friendly [1]. Quantitative constraint and finish-ability of fossil fuels make use choosing renewable energy resource in future. in Figure 1 The concentrated heat is then used as a source of a conventional power plant, where steam drives generators for electricity.

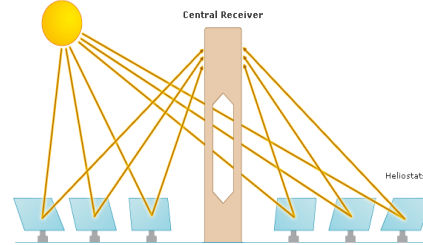


Figure 1 An illustration of Concentrated Solar Power Systems [3]

A photovoltaic cell, or solar cell, is a device that converts light into electric current directly by utilizing photoelectric effect. Although the history of solar cells can be dated back to 1880s, Pearson, Fuller and Chapin started the whole new chapter of photovoltaics by creating the first silicon solar cell in 1954[4].

**2. Equilibrium Simulation Results**

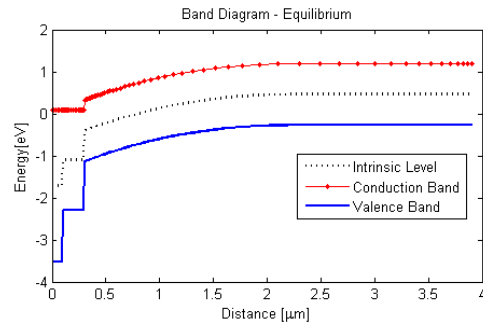


Figure 2 Equilibrium energy band diagram

By solving the Poisson equation solely equilibrium results can be achieved. Shown in Figures 2-4 are the energy band diagram, the electric field profile and the carrier densities. The back contact was assumed to be Ohmic, so that flat band is observed. All energy levels above are referenced with respect to the Fermi level, which equals to zero along the entire device.

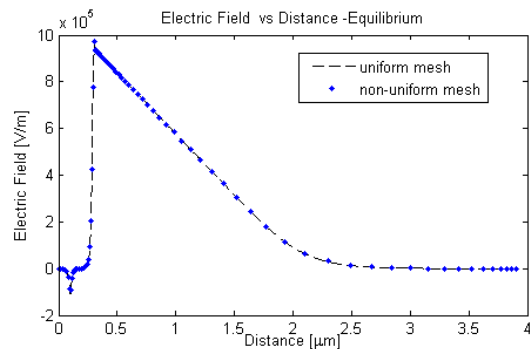


Figure 3 Electric field profile for uniform and non-uniform mesh at equilibrium.

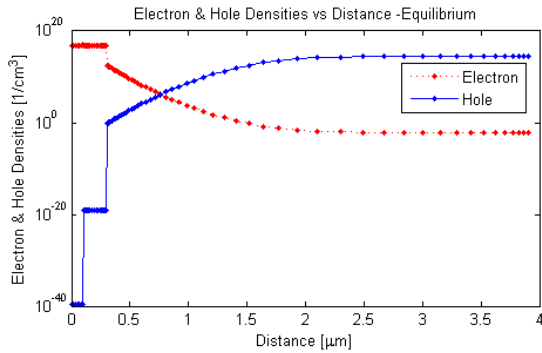


Figure4 Carrier distributions at Equilibrium

The number of grid points has been reduced from 688 to 74 with the non-uniform strategy we developed. We also modeled the equilibrium with Schottky contact and the results of these simulations are as shown in Figure 5-7. The number of grid points increased to 79 due to the increasing electric field near Schottky contact. Both band bending and depleted majority carrier concentration were observed.

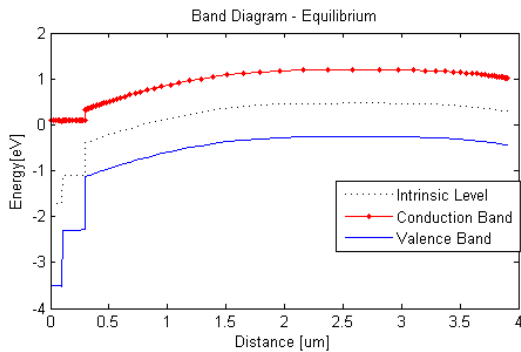


Figure 5 Equilibrium band diagram with Schottky contact applied.

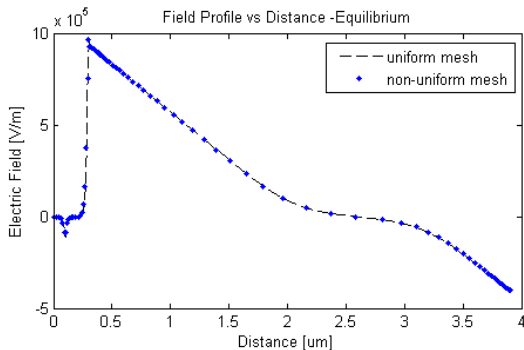


Figure 6 Electric field profiles at equilibrium with Schottky contact applied.

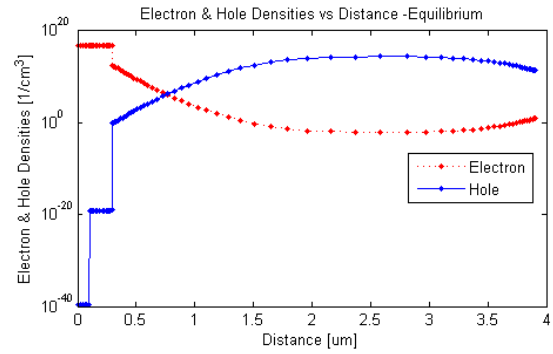


Figure 7 Carrier distributions at equilibrium with Schottky contact applied

We could also achieve the accumulation type Ohmic contact by adjusting the barrier height to near zero value, as depicted in Figure 8 below.

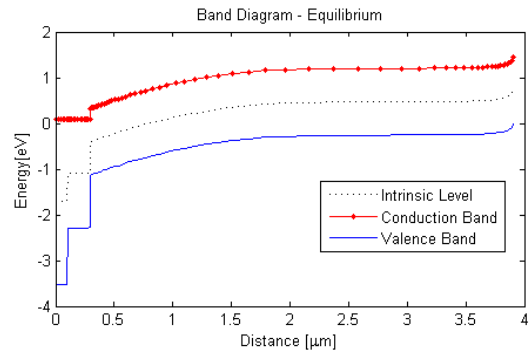


Figure 8 Equilibrium band diagram with accumulation type Ohmic contact

### 3. Photocurrent Transient

Similarly, to the step bias response, a variety step functions of illumination have been applied to the standard solar cell under short circuit conditions, so that the current decay and carriers' transients can be analysed. Shown below are the charging and discharging processes in solar cells due to on and off illumination. The natural decay of current has been reproduced in Figure 10

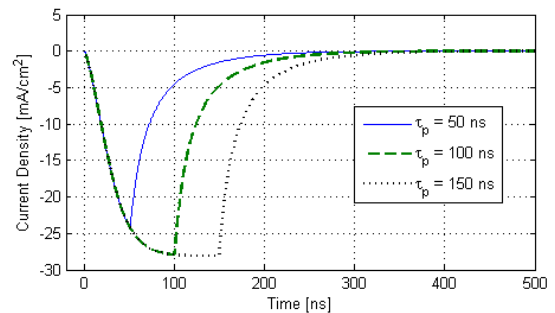


Figure 9 Photocurrent transients.

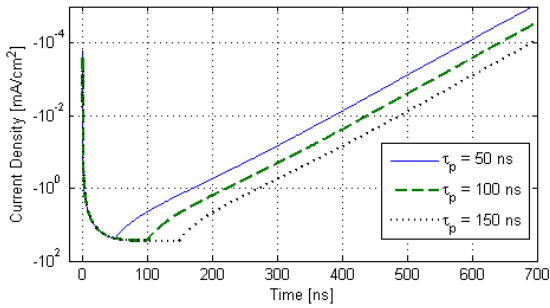


Figure 10 Exponential decay of photocurrents

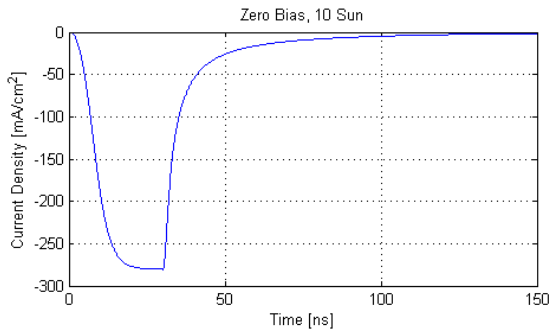


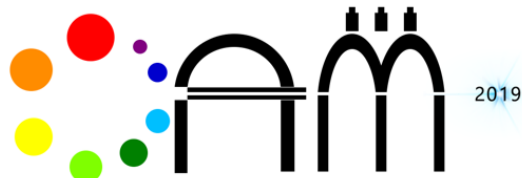
Figure 11 Current transient under 10 Sun illumination with 30 ns pulse width.

#### 4. Conclusions

To conclude, a drift – diffusion model has been developed from scratch to simulate the steady state and transient operation of CdS/CdTe solar cells. The self-consistent solutions of potential and carrier distributions are obtained by solving the coupled Poissons' equation and the continuity equations. The configuration of the solar cell is a SnO/CdS/CdTe heterostructure, with an n+-n+-p doping profile. The effect of Schottky contact was observed in both dark current and light current simulations.

#### REFERENCES

- [1] G. W. Crabtree and N. S. Lewis, "Basic research needs for solar energy utilization," 2005.
- [2] G. W. Crabtree and N. S. Lewis, "Solar Energy Conversion," *Physics Today*, vol. 60, pp. 37-42, 2007.
- [3] <https://fa.wikipedia.org>
- [4] D. Chapin, C. Fuller, and G. Pearson, "A New Silicon p-n Junction Photocell for Converting Solar Radiation into Electrical Power," *Journal of Applied Physics*, vol. 25, pp. 676-677, 1954.



1<sup>st</sup> International Conference on Optoelectronics, Applied Optics and microelectronics

Aug. 17-19, 2019

# **SnO<sub>2</sub> Nanostructured Thin Films Using Spectroscopic Ellipsometry Technique: Effects of Annealing Remperature**

Sahar Moradi<sup>1</sup>, Hassan Sedghi<sup>1</sup>

*1*Department of Physics, Faculty of Science, Urmia University, Urmia, Iran Moradisahar884@gmail.com

**Abstract-** Nickel-doped tin dioxide (Ni:SnO<sub>2</sub>) thin films coated on glass substrates using sol-gel spin coating method. All samples were preheated on hot plate for 30 min at 100°C and then divided to three groups annealed for 2 h at temperatures including 450, 500 and 550°C. Effects of annealing temperature on optical characteristics of samples were investigated by spectroscopic ellipsometry (SE) technique. SE measurements were conducted in the wavelength range of 300-800 nm at fixed incidence angle of 70°. SE measured ( $\Psi, \Delta$ ) parameters. Then by construction a proper optical model for synthesized thin films and choosing the Leng-Oscillator model as an appropriate dielectric function, the new ( $\Psi, \Delta$ ) parameters were produced. Optical properties of thin films including the refractive index ( $n$ ), extinction coefficient ( $k$ ) and complex dielectric constant ( $\epsilon(\epsilon_1, \epsilon_2)$ ), were determined by fitting the measured ( $\Psi, \Delta$ ) by SE technique and the one resulted from the analysis based on the optical model. Results Showed by increasing the annealing temperature from 450°C to 550°C the refractive index and extinction coefficient values decreased and also the behavior of real and imaginary parts of the dielectric constant ( $\epsilon_1, \epsilon_2$ ) were almost the same as the refractive index and extinction coefficient, respectively. By the dielectric constant and refractive index results obtained using SE technique, real and imaginary parts of the conductivity of Ni:SnO<sub>2</sub> thin films ( $\sigma(\sigma_1, \sigma_2)$ ) were calculated.

**Keywords:** Spectroscopic ellipsometry, Sol-gel spin-coating, Nickel-doped tin dioxide, complex dielectric constant, conductivity.

## 1. Introduction

SnO<sub>2</sub> thin films as TCFs have many applications in solar cells, sensors and Li-Ion batteries [1-3]. Doping SnO<sub>2</sub> thin film with transition metals such as Co, Fe and Ni is a common way to improve its optical properties and band gap energy modification for desired applications [4-6]. Ni-doped SnO<sub>2</sub> thin films have been produced by several coating methods [7-9]. The method used to synthesize a thin film has undeniable impacts on its optical, structural and electrical properties. Among applied coating methods, sol-gel has remarkable advantages. It is easy and low-cost process and has high productivity and low temperature processing. Production of porous and multilayer structures is also possible by sol-gel method [10]. Spectroscopic ellipsometry (SE) technique is widely used to optical analysis of thin films. SE determines optical properties such as the refractive index, extinction coefficient, transmittance and reflectance of thin films. SE is capable to evaluate the thickness and complex dielectric constant of a multilayer, simultaneously. Furthermore, by using SE analysis, valuable information about the band structure and band gap energy of a film can be extracted [11]. In this work, Ni-doped SnO<sub>2</sub> thin films were synthesized at different annealing temperatures by sol-gel spin coating method and their optical properties were investigated by using SE technique.

## 2. Materials and coating method

Ni-doped SnO<sub>2</sub> thin films deposited on glass substrates by sol-gel spin coating method. 1.082 g tin (II) chloride dehydrate [SnCl<sub>2</sub>.2H<sub>2</sub>O, M<sub>w</sub>=225.63, Merck] was dissolved in 10 ml pure ethanol. Then 0.0451 g nickel (II) chloride hexahydrate [NiCl<sub>2</sub>.6H<sub>2</sub>O, M<sub>w</sub>=237.7, Merck] as a dopant source was added to the solution. The sol was stirred at room temperature for 1 h and then at 60°C for 2 h. Before spin coating, glass substrates were washed and cleaned by deionized water and acetone and dried by a hot gun. Spin coating conducted at 3300 rpm. Coated thin films were preheated on a hot plate at 100°C for 30 min. Finally, all samples divided to 3 groups and were annealed at 450, 500 and 550°C for 2 h in an air furnace.

## 3. Results and discussion

The SE 800 DUV (SENTECH) instrument in the wavelength range of 300-800 nm was used for thin films analysing. Ellipsometry method uses detection

of polarization state of light to characterize thin films. It measures ( $\Psi, \Delta$ ) parameters which represent the amplitude ratio and phase difference between p and s polarized light waves, respectively. Ellipsometric parameters ( $\Psi, \Delta$ ) are defined in terms of the amplitude reflection coefficient for p and s polarizations ( $r_p, r_s$ ) [12]:

$$\rho \equiv \tan(\Psi) \exp(i\Delta) \equiv r_p / r_s \quad (1)$$

Since ellipsometry is an indirect method to characterize optical properties of a thin film, the analysis based on an optical model is required. therefore, in 'Spectra Ray', the instrument's analytical software, an optical model for synthesized Ni:SnO<sub>2</sub> thin films was defined as air/ surface roughness layer/Ni:SnO<sub>2</sub> thin layer/glass substrate. The refractive index and extinction coefficient for prepared thin films were determined by choosing Leng-Oscillator dielectric function model and through fitting error (MSE) minimization using linear regression analysis. In order to surface roughness layer fitting, the Bruggemann's effective medium approximation (EMA) was applied. Figure 1(a,b) shows the experimental and fitted data of ( $\Psi, \Delta$ ) parameters for Ni-doped SnO<sub>2</sub> thin films annealed at 450, 500 and 550°C for 2 h.

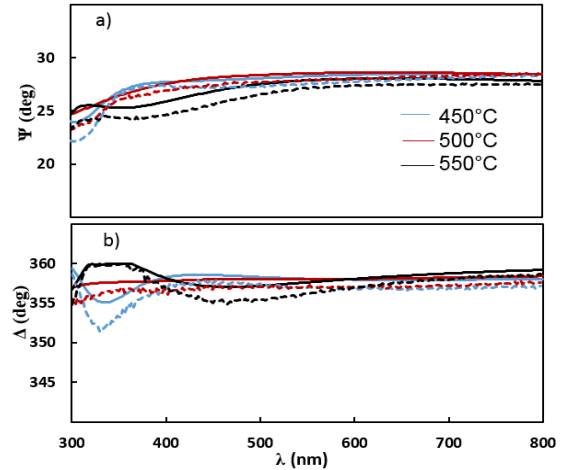


Fig 1. The experimental (dotted line) and fitted (solid line) data of a)  $\Psi$  and b)  $\Delta$  parameters for Ni:SnO<sub>2</sub> thin films annealed at 450, 500 and 550°C.

The refractive index ( $n$ ) and extinction coefficient ( $k$ ) for synthesized Ni:SnO<sub>2</sub> thin films were shown in figure 2(a,b). It can be seen by increasing the annealing temperature from 450°C to 550°C,  $n$  and  $k$  values were decreased. These seem probably because of the decrease of light scattering and absorption due to the



formation of thin films with more crystalline structure.

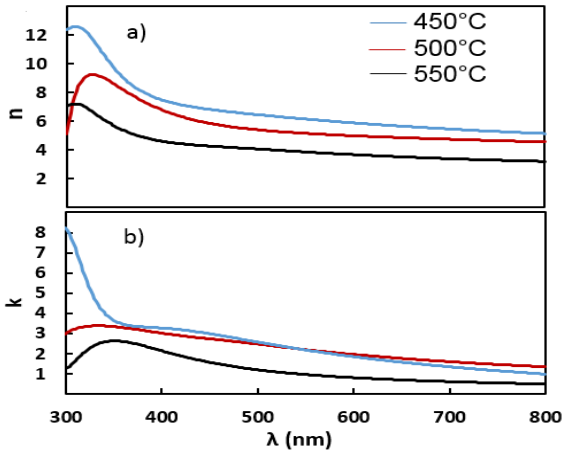


Fig 2. a) the refractive index and b) extinction coefficient for Ni:SnO<sub>2</sub> thin films annealed at 450, 500 and 550°C.

In figure 2a), it can be observed by increasing the wavelength, the n values of thin films were reduced to a constant value which means a normal dispersion in the visible wavelength region. According to figure 2b), increasing the wavelength leads to decrease of k values for all samples which can be deduced the layers get more transparent. The complex dielectric constant is defined as  $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ , where  $\epsilon_1$  and  $\epsilon_2$  are the real and imaginary parts, respectively. The behaviour of  $\epsilon_1$  is similar to n while the  $\epsilon_2$  mainly depends on values of k.  $\epsilon_1$  and  $\epsilon_2$  defined as follows:

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2 \quad (2)$$

$$\epsilon_2 = 2nk \quad (3)$$

figure 3(a,b) shows the real ( $\epsilon_1$ ) and imaginary ( $\epsilon_2$ ) parts of dielectric constant for Ni:SnO<sub>2</sub> thin films with different annealing temperatures of 450, 500 and 550°C. It can be deduced, by increasing annealing temperature from 450°C to 550°C both  $\epsilon_1$  and  $\epsilon_2$  were reduced. Also values of the real part of dielectric constant is higher than the imaginary part in visible light range which shows low energy loss of light through Ni:SnO<sub>2</sub> thin films in visible light region. In figure 3a), it can be seen  $\epsilon_1$  nearly keeps constant in the visible light range and sharply increases near the optical absorption edge. According to figure 3b)  $\epsilon_2$  values were decreased by increasing the wavelength in visible light region.

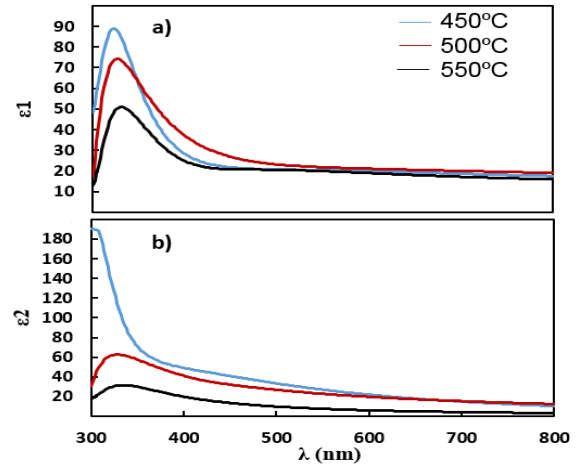


Fig 3. a) the  $\epsilon_1$  and b)  $\epsilon_2$  for Ni:SnO<sub>2</sub> thin films annealed at 450, 500 and 550°C.

Figure 4(a,b) displays the real ( $\sigma_1$ ) and imaginary ( $\sigma_2$ ) parts of conductivity  $\sigma(\sigma_1, \sigma_2)$  for Ni:SnO<sub>2</sub> thin

Films annealed at 450, 500 and 550°C which are defined through the equations [13]:

$$\sigma_1 = \epsilon'' \omega / 4\pi \quad (4)$$

$$\sigma_2 = (1 - \epsilon_1) \omega / 4\pi \quad (5)$$

Where  $\omega$  is the angular frequency.

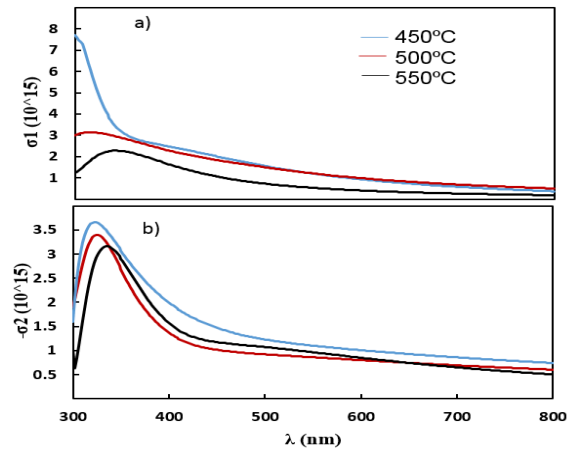


Fig 4. a) the  $\sigma_1$  and b)  $\sigma_2$  for Ni:SnO<sub>2</sub> thin films annealed at 450, 500 and 550°C.

It can be observed real and imaginary parts of the conductivity were decreased in visible light region by increasing the annealing temperature from 450°C to 550°C. According to figure 4b) for Ni:SnO<sub>2</sub> thin films annealed at 450 and 500°C there is a peak at about 324

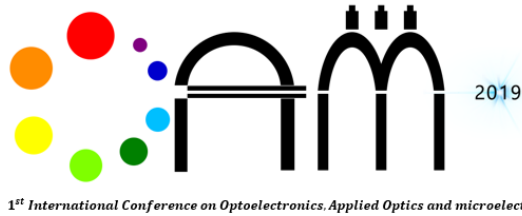
nm wavelengths while it is shifted to wavelength of 334 nm for the film annealed at 550°C.

#### 4. Conclusion

Ni-doped SnO<sub>2</sub> thin films have been deposited on glass substrates by sol-gel spin coating method. The films were annealed at 450, 500 and 550°C for 2 h. The effects of annealing temperature on optical properties of synthesized thin films were investigated using spectroscopic ellipsometry technique. Results showed the refractive index and extinction coefficient were decreased by increasing the annealing temperature from 450°C to 550°C. Ni-doped SnO<sub>2</sub> thin films annealed at 450°C and 550°C showed the highest and lowest  $\epsilon_1$  and  $\epsilon_2$  values, respectively. The peaks of  $\epsilon_1$  near ultra- violet wavelength region represent the optical absorption edge. Using complex dielectric constant and refractive index results obtained by SE technique, the conductivity of Ni:SnO<sub>2</sub> thin films were calculated. Results showed conductivity decrement by increasing annealing temperature from 450°C to 550°C. It seems by regulating the annealing temperature in Ni:SnO<sub>2</sub> thin film synthesis process, optical properties can be modified for desired applications.

#### REFERENCES

- [1] Y. Zhang, H. Zhang, J. Zhang, J. Wang, Zh. Li, "Carbon-Coated SnO<sub>2</sub> thin films developed by magnetron sputtering as anode material for lithium-ion batteries," RSC. Adv. 5, 106258-106264, 2015.
- [2] R. Vasanthapriya, N. Neelalandeswari, N. Rajasekaran, K. Uthayarani, M. Chitra, S. Satiesh Kumar, "Synthesis and characterization of SnO<sub>2</sub> nanostructures for dye-sensitized solar cells," Mater. Lett. 220, 218-221, 2018.
- [3] S. Das and V. Jayaraman, "SnO<sub>2</sub>: A comprehensive review on structures and gas sensors," Prog. Mater. Sci. 66, 112-255, 2014.
- [4] W. B. Haj Othmen, Z. Ben Hamed, B. Sieber, A. Addad, H. Elhouichet, R. Boukherroub, "Structural and optical characterization of p-type highly Fe-doped SnO<sub>2</sub> thin films and tunnelling transport on SnO<sub>2</sub>:Fe/p-si heterojunction," Appl. Surf. Sci. 434, 879-890, 2018.
- [5] G. Korotcenkov, I. Boris, V. Brinzari, S. H. Han, B. K. Cho, "The role of doping effect on the response of SnO<sub>2</sub>-based thin film gas sensors: Analysis based on the results obtained for Co-doped SnO<sub>2</sub> films deposited by spray pyrolysis," Sensors & Actuators B:Chem. 8(182), 112-124, 2013.
- [6] M. Sharma, Sh. Kumar and P. A. Alvi, "Electric structure And magnetic properties of Ni-doped SnO<sub>2</sub> thin films," AIP. Conf. Proc. 1953, 120011-120013, 2018.
- [7] P. Kumar, K. Kumari, M. Sharma, P. A. Alvi and Sh. Kumar, "Structural, magnetic and surface morphological study of Ni doped SnO<sub>2</sub> thin films," AIP. Conf. Proc. 2006, 0300391-0300394, 2018.
- [8] L. S. Chuah, S. S. Tneh and Z. Hassan, "Synthesis of porous Ni-doped SnO<sub>2</sub> thin films by using spray pyrolysis," Composit. Interface. 18, 371-376, 2011.
- [9] M. H. Abdi, N. B. Ibrahim, H. Baqiah and S. A. Halim, "Structural, electrical and magnetic characterization of nickel-doped tin oxide films by a sol-gel method," Scientia. Iranica. Transaction F: Nanotechnology. 21, 2459-2467, 2014.
- [10] J. Mazloom and F. E. Ghodsi, "Spectroscopic, microscopic and electrical characterization of nanostructured SnO<sub>2</sub>:Co thin films prepared by sol-gel spin coating technique," Mater. Res. Bull. 48, 1468-1476, 2013.
- [11] P. J. D. Whiteside, J. A. Chininis and H. K. Hunt, "Techniques and challenges for characterizing metal thin films with applications in photonics," Coatings. 35, 1-26, 2016.
- [12] M. Losurdo and et al, "Spectroscopic ellipsometry and polarimetry for materials and systems analysis at the nanometer scale: State-of-the- art, potential and Perspectives," J. Nanoparticle. Res. 11, 1521-1554, 2009.
- [13] A. M. El Sayed, S. Taha, M. Shaban, G. Said, "Tuning the structural, electrical and optical properties of tin oxide thin films via cobalt doping and annealing," Superlattice. Microstructure. 95, 1-13, 2016.



Aug. 17-19, 2019

# Synthesis and Characterization of Cu<sub>2</sub>O/CuO Photocatalyst on Cu Plate

Sara Behjati<sup>1</sup>, Saeed Sheibani<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup> *School of Metallurgy and Materials Engineering, College of Engineering, University of Tehran, Tehran, Iran.*

<sup>2</sup> *School of Metallurgy and Materials Engineering, College of Engineering, University of Tehran, Tehran, Iran.*

**Abstract-** Water remediation is the most important solution for the global water shortage concerns. Photocatalytic purification is a cost-effective and efficient method. Easy synthesized and low-cost Cu<sub>2</sub>O/CuO photocatalyst plate with nano-rod morphology via chemical and thermal oxidation method is utilized for methylene blue (MB) degradation. The photocatalyst was characterized by X-ray diffraction (XRD), scanning electron microscopy (SEM) and diffuse reflectance spectroscopy (DRS) techniques. XRD analysis confirms the formation of Cu<sub>2</sub>O/CuO heterojunction. SEM results showed that the morphology contains nano-rods which serves more surface area and better photocatalytic performance. DRS results show the plate has photocatalytic activity under visible light. The band gap of the plate is calculated using the Kubelka-Munk function. The Tauc plot reveals two band gaps, 1.41 and 1.81 eV for CuO and Cu<sub>2</sub>O phases, respectively. Degradation of Methylene blue after 4 hours illumination under visible light was reached to 34%.

**Keywords:** Cu<sub>2</sub>O/CuO synthesis; semiconductor; photocatalysis; water remediation.

## 1. Introduction

The vast industrial activities enter extended pollutants to the surface water. The contaminated water threatens affects plants, animals and the health of humans [1]. One of the most important concerns is the shortage of water supply; so the water remediation is the solution. Among different methods, photocatalysis is a promising method as it is effective, low cost and easy to perform [2]. Different types of organic pollutants can be degraded by this way [3]. Synthesis of photocatalytic material is a hot topic for research to get high photodegradation efficiency. TiO<sub>2</sub> and ZnO are the most utilized semiconductors. However, they can only be photocatalytic active under UV light because of their wide band gap [4]. Copper oxides are p-type semiconductors that are appropriate for this purpose, as they are low cost, nontoxic, and Cu is an abundant element [5]. The photocatalytic activity of Cu<sub>2</sub>O and CuO depend on their crystal structure and morphology [6]. Cu<sub>2</sub>O and CuO Crystals with different morphologies have been synthesized by different methods. In this paper, the aim is the synthesis on a Cu plate. Plate form of photocatalyst has the advantage to be easily recycled after each photocatalysis. In this work, two-step chemical-thermal synthesis has used in which the Cu plate is as a precursor to form Cu(OH)<sub>2</sub> layer on it. This layer is a template for Cu<sub>2</sub>O/CuO formation in the annealing part.

## 2. Experimental

Cu plate (purity of 99%) with a thickness of 0.35 cm was cleaned firstly by sandpaper to remove the surface oxides. Then, in chemical oxidation step, it was immersed in the 50 ml basic solution of NaOH (2.5M) and (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>8</sub> (0.2M) in the equal volumes. After 30 minutes, when a blue Cu(OH)<sub>2</sub> layer forms on the surface of the Cu plate, the plate was washed with distilled water for 3 times and dried in the air. In the thermal oxidation step, the sample was heat treated in the furnace at 500°C for 1 hour. The synthesis process steps are shown in Fig. 1. The heating rate was 5°Cmin<sup>-1</sup>. The phase analysis was conducted by X-ray diffraction, Philips PW-1730 diffractometer, with Cu-K<sub>α</sub> irradiation. The optical properties of the synthesized plate were measured by diffusion reflectance spectroscopy (Avaspec 2048 Tech). The morphology was studied by field emission scanning electron microscopy (SEM FEI Quanta 450). To investigate the photocatalytic performance of the synthesized plate, photocatalysis test was carried out. The synthesized photocatalyst was immersed in the 300ml Methylene Blue (MB) with an initial

concentration of 2 mgL<sup>-1</sup> under 150 W visible light (OSRAM, Germany) with UV filter. First, the MB suspension containing the photocatalytic plates was stirred in dark for an hour to get to the equilibrium for absorption and desorption of the dye molecules to the surface of the photocatalyst. Every 1 hour 2ml of the solution was picked to determine the concentration of MB by UV-vis Unico 2100 spectrophotometer at the peak of MB spectrum which is 664 nm.

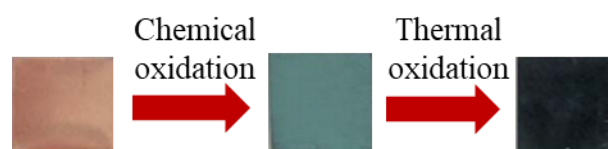


Figure 1. The synthesis process steps.

## 3. Results and discussion

### 3.1 XRD analysis

The XRD pattern of the synthesized photocatalytic plate is shown in Fig. 2. Cu<sub>2</sub>O and CuO peaks reveal that both phases exist in the plate. Also, the peaks of Cu substrate are clear. In the thermal oxidation step, Cu(OH)<sub>2</sub> completely turns to Cu<sub>2</sub>O and CuO oxides. The crystal structure of CuO is monoclinic and for Cu<sub>2</sub>O is cubic [7].

### 3.2 Morphology analysis

Fig. 3 (a) shows the initial Cu plate surface. As seen in Fig. 3 (b), the final morphology is a nano-rod on a polyhedral matrix. It can be found that there is a homogeneous distribution of nano-rods on the whole surface of the sample. These nano-rods serve more surface area which is necessary for enhanced photocatalytic activity. The mean height and width of nano-rods are 1.5 μm and 200 nm.

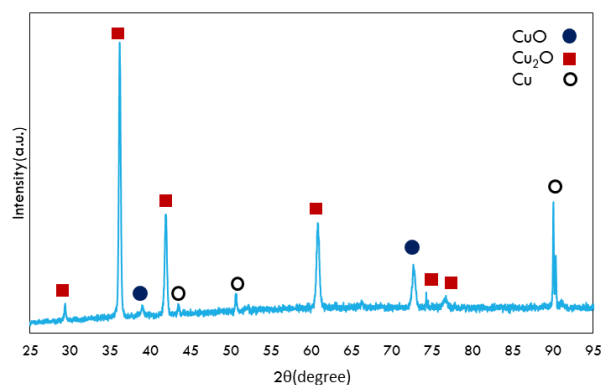


Figure 2. XRD pattern of the synthesized foil.

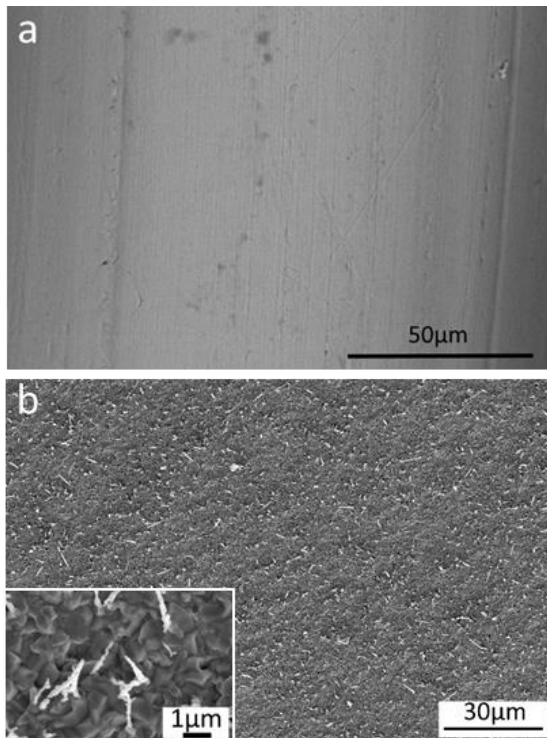


Figure 3. FESEM images of (a) initial Cu plate surface and (b) synthesized photocatalyst.

### 3.3 Optical properties

The DRS spectrum is shown in Fig. 4 (a). The absorption edge of 720 nm indicates that the synthesized plate has photocatalytic activity under visible light. It is the most promising feature of this Cu<sub>2</sub>O/CuO plate that can produce electron-hole pairs by visible light illumination. So there is no need for UV light. To evaluate band-gap ( $E_g$ ) the Kubelka-Munk function (1) is used.

$$F(R) = \frac{K}{S}. \quad (1)$$

$F(R)$  is the Kubelka-Munk function indicating light absorbance ability,  $K$  is the molar absorption coefficient, and  $S$  is the scattering factor.  $K$  and  $S$  are calculated by (2) and (3), respectively [8].

$$K = (1 - R)^2. \quad (2)$$

$$S = 2R. \quad (3)$$

Where  $R$  is the reflectance of the material. The inset of Fig. 4 (a) is the Kubelka-Munk plot in which  $(F(R)hv)^n$  is as a function of energy ( $hv$ ). The parameter,  $n$ , depends on the material (direct or indirect band gap). Here the calculations are done with  $n=2$ . The  $E_g$  is obtained where the extrapolation of the linear parts of the curve get intercept to the x-axis. There are two linear parts in the Kubelka-Munk plot.

Based on XRD analysis it may be due to the existence of both CuO and Cu<sub>2</sub>O phases. The estimated  $E_g$  values of CuO and Cu<sub>2</sub>O are 1.41 and 1.82 eV, respectively. The low band gap of Cu<sub>2</sub>O is the result of Cu<sub>2</sub>O/CuO heterojunction formation [9]. It clear is that the energy of the visible light is enough for the production of electron-hole pairs.

Fig. 4 (b) shows the photocatalytic performance of the synthesized plate in the 2 mg l<sup>-1</sup> MB solution under visible light irradiation. It can be found that the degradation of MB dye can reach 34% after 4 hours. As far as the volume of contaminated water was 300 ml, 34% is a satisfying percent. In the dark time, only 2.5% of the dye is absorbed to the surface of the photocatalyst. The reason can be that MB is a positively charged molecule and the surface of the Cu<sub>2</sub>O/CuO plate has a positive charge [10]. So, there is an electrostatic repulsive force between photocatalyst and the dye molecules which prevents absorption of the dye molecule. When the Cu<sub>2</sub>O/CuO plate is under visible light, the electron gains energy which is more than the band gap and goes to the conduction band, so the electron-hole pair forms. The electrons in the conduction band and holes in valance band, react with the water molecules, OH<sup>-</sup>, and adsorbed oxygen molecule to produce oxidative species such as  $\cdot$ OH,  $\cdot$ O<sub>2</sub><sup>-</sup> [11]. The oxidation of organic pollutants is conducted by the reaction of these oxidative species and the MB molecules get mineralized to harmless CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O [12] and the concentration of MB decreases.

### 4. Conclusion

In this work, Cu<sub>2</sub>O/CuO photocatalytic plate has been synthesized via two steps chemical and thermal oxidation. XRD result shows that Cu(OH)<sub>2</sub>, which was formed in the chemical step transformed to copper oxides. Nano-rod morphology on the polyhedral matrix extends the absorption edge to 720 nm because of high surface area. Kubelka-Munk function was utilized to calculate the band gap from its Tauc plot. There are two parts in the curve that a line can be fitted because of the existence of both Cu<sub>2</sub>O and CuO. The 1.41eV for CuO and 1.81eV for Cu<sub>2</sub>O which is less than what has been reported for it which is the result of heterojunction formation. The photocatalytic activity was measured in 300 ml MB solution with the initial concentration of 2 mg l<sup>-1</sup> which ended in 34% degradation after 4 hours illumination under visible light.

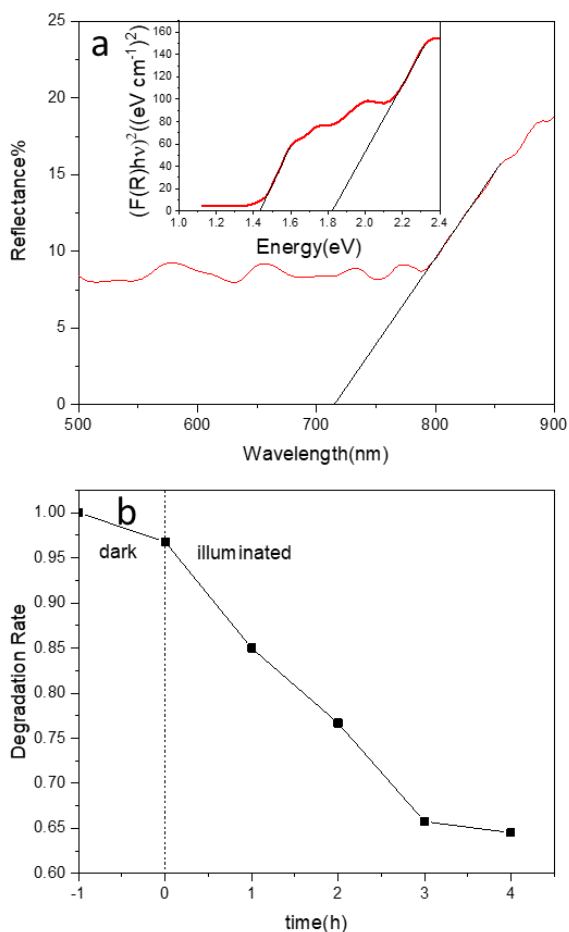
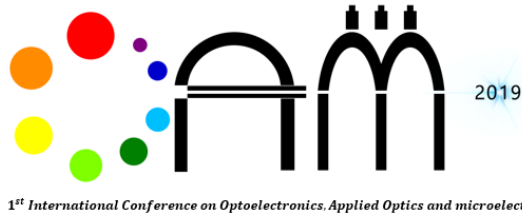


Figure 4. (a) DRS spectrum of the synthesized plate, the inset is Tauc plot and (b) photocatalytic performance under 4 h illumination. The volume of suspension was 300 ml with the initial MB concentration of 2 mg l<sup>-1</sup>.

#### REFERENCES

- [1] W. L. da Silva and J. H. Z. dos Santos, "Ecotechnological strategies in the development of alternative photocatalysts," *Current Opinion in Green and Sustainable Chemistry*, vol. 6, pp. 63–68, Aug. 2017.
- [2] C.-C. Wang, J.-R. Li, X.-L. Lv, Y.-Q. Zhang, and G. Guo, "Photocatalytic organic pollutants degradation in metal–organic frameworks," *Energy Environ. Sci.*, vol. 7, no. 9, pp. 2831–2867, Aug. 2014.
- [3] E. Alzahrani, "Photodegradation of Binary Azo Dyes Using Core-Shell Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub> Nanospheres," *American Journal of Analytical Chemistry*, vol. 8, no. 1, pp. 95–115, Jan. 2017.
- [4] T. A. Kurniawan, L. Yanyan, T. Ouyang, A. B. Albadarin, and G. Walker, "BaTiO<sub>3</sub>/TiO<sub>2</sub> composite-assisted photocatalytic degradation for removal of acetaminophen from synthetic wastewater under UV–vis irradiation," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 73, pp. 42–50, Jan. 2018.
- [5] S. Lee, C.-W. Liang, and L. W. Martin, "Synthesis, Control, and Characterization of Surface Properties of Cu<sub>2</sub>O Nanostructures," *ACS Nano*, vol. 5, no. 5, pp. 3736–3743, May 2011.
- [6] W.-C. Huang, L.-M. Lyu, Y.-C. Yang, and M. H. Huang, "Synthesis of Cu<sub>2</sub>O Nanocrystals from Cubic to Rhombic Dodecahedral Structures and Their Comparative Photocatalytic Activity," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 134, no. 2, pp. 1261–1267, Jan. 2012.
- [7] A. S. Zoofakar, R. A. Rani, A. J. Morfa, A. P. O'Mullane, and K. Kalantar-zadeh, "Nanostructured copper oxide semiconductors: a perspective on materials, synthesis methods and applications," *J. Mater. Chem. C*, vol. 2, no. 27, pp. 5247–5270, Jun. 2014.
- [8] R. Ji, W. Sun, and Y. Chu, "One-step hydrothermal synthesis of a porous Cu<sub>2</sub>O film and its photoelectrochemical properties," *Chemphyschem*, vol. 14, no. 17, pp. 3971–3976, Dec. 2013.
- [9] D. Jiang, J. Xue, L. Wu, W. Zhou, Y. Zhang, and X. Li, "Photocatalytic performance enhancement of CuO/Cu<sub>2</sub>O heterostructures for photodegradation of organic dyes: Effects of CuO morphology," *Applied Catalysis B: Environmental*, vol. 211, pp. 199–204, Aug. 2017.
- [10] C.-H. Kuo and M. H. Huang, "Morphologically controlled synthesis of Cu<sub>2</sub>O nanocrystals and their properties," *Nano Today*, vol. 5, no. 2, pp. 106–116, Apr. 2010.
- [11] M. U. and H. A. Aziz, "Photocatalytic Degradation of Organic Pollutants in Water," *Organic Pollutants - Monitoring, Risk and Treatment*, 2013.
- [12] P. M. Martins, R. Miranda, J. Marques, C. J. Tavares, G. Botelho, and S. Lanceros-Mendez, "Comparative efficiency of TiO<sub>2</sub> nanoparticles in suspension vs. immobilization into P(VDF-TrFE) porous membranes," *RSC Adv.*, vol. 6, no. 15, pp. 12708–12716, Jan. 2016.





Aug. 17-19, 2019

# The Influence of Power Electronic Compensators on Performance of Multi-DG in the Presence of Different Load Models

Masoud Alilou<sup>1,\*</sup>, Hossein Shayeghi<sup>2</sup>, and Behrouz Tousi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Department of electrical engineering, Urmia University, Urmia, Iran, Masoud.alilou@yahoo.com, b.tousi@urmia.ac.ir

<sup>2</sup>Department of electrical engineering, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran, hshayeghi@gmail.com

**Abstract-** Reactive power is one of the important indices of distribution system so that it must be controlled during the operation. Although distributed generation units increase the efficiency of distribution networks, compensators can improve the performance of DGs. In this study, the performance of traditional (capacitor) and modern power electronic based (DSTATCOM) compensators is evaluated in the distribution system with multi-DG. The load model of the network is also considered as sensitive to voltage-frequency and various customers' daily load patterns. For better evaluating the results, simultaneous placement of different types of DGs and compensators is done by a combination of non-dominated sorting firefly algorithm and fuzzy decision-making method. Technical, economic and environmental indices are considered as objective functions of this study. The results of the simulation using the IEEE 69-bus distribution system show the proper performance of compensators in the increasing of efficiency of DG units during the different condition of operation.

**Keywords:** DG, DSTATCOM, Intelligent Algorithm, Multi-objective optimization, Power electronic compensator

## 1. Introduction

The distribution system is the nearest part of a network to the consumers; so, improve the efficiency of distribution network causes to increase the customers' satisfaction. Distributed generation and compensators are one of the useful devices for improving the technical, economic and environmental indices of the distribution network. In the real system, various DGs are utilized to produce the demanded power so that non-renewable units such as micro turbine are more trustworthy than renewable ones [1]. Compensators are used to increase the efficiency of DG and distribution system. Compensators can be divided into traditional and modern models. The main difference between the old and new technologies is using the power electronic devices in the modern compensators. Capacitor bank and D-FACT devices are the examples of traditional and modern compensators, respectively [2, 3].

In the last years, some studies are done on the issues of DGs and compensators [4-8]. Although various studies have been done on considered devices, in this article, the performance of capacitor bank (as a traditional compensator) and DSTATCOM (as a modern compensator) is evaluated in the distribution network with different types of DG units. Simultaneous optimization of location and size of multi-DG and each type of compensator is done to evaluate the efficiency of devices in the distribution networks. For evaluating the devices in more realistic conditions, the load model of the system is considered as a combination of sensitive to voltage-frequency and various customers' daily load patterns. Technical, economic and environmental indices of the system are objective functions that are optimized by a combination of non-dominated sorting firefly algorithm (NSFA) and fuzzy decision-making method. The performance of devices is evaluated using the IEEE 69-bus distribution system.

## 2. Problem description

### 2.1 Load model of network

In this study, the non-linear load model is considered to test the proposed method in more realistic conditions of operation in the distribution system. Load model of the system is considered as a combination of daily load pattern and sensitive load to voltage-frequency. Practical voltage-frequency dependent load model can be mathematically

expressed as the (1-2). In this paper, the load model of the network is also changed based on customers' daily load patterns [9].

$$P_{L_i} = P_{L_{oi}} \left( \frac{V_i}{V_b} \right)^{k_{pv}} [1 + k_{pf}(f-f_0)] \quad (1)$$

$$Q_{L_i} = Q_{L_{oi}} \left( \frac{V_i}{V_b} \right)^{k_{qv}} [1 + k_{qf}(f-f_0)] \quad (2)$$

### 2.2 Distributed generation

The output power of wind turbine (WT) has direct communication with wind speed ( $v_w$ ) and swept area ( $A_{wt}$ ) of the turbine; although, the other parameters such as air density ( $\rho$ ) and power coefficient ( $C_p$ ) affect the power of WT. Therefore, the active power of WT can be evaluated by (3). WT consumes reactive power to produce active power. So in the load flow equations, it is modeled as a PQ bus model with variable reactive power. The reactive power consumed by a WT in a simple form is given in (4).

$$P_{WT} = \frac{1}{2} \rho A_{wt} v_w^3 C_p \quad (3)$$

$$Q_{WT} = -(0.5 + 0.04 P_{WT}^2) \quad (4)$$

The output power of each photovoltaic panel is related to the amount of solar irradiance ( $\mu$ ), the area ( $A_{pv}$ ) and efficiency of the solar panel ( $\beta$ ). Mathematically, the active power of PV can be calculated by (5). This type of DG produces only active power. So in the load flow analysis, PV is modeled as a P bus model.

$$P_{PV} = A_{pv} \beta \mu \quad (5)$$

Micro turbine (MT) units have the unique ability to simultaneously produce the electricity and heat. MT has capable of injection both active and reactive power to the network. This kind of DG is modeled as a constant voltage bus model in load flow equations.

### 2.3 Compensators

The capacitor bank is a common and cheap way to compensate the reactive power. A capacitor injects the required reactive power to improve the efficiency of the distribution system. So in the load flow equations, the capacitor can be modeled as a Q bus model.

In this study, DSTATCOM is simulated as a PV bus model in load flow calculations. In other words, injected reactive power of DSTATCOM for voltage improvement of the connected bus can be expressed as (6) [9].

$$jQ_{DSTATCOM} = V_{jnew}(I_{DSTATCOM})^* \quad (6)$$

$$V_{jnew} = |V_{jnew}| < \alpha_{new} \quad (7)$$

$$I_{DSTATCOM} = |I_{DSTATCOM}| < ((\pi/2) + \alpha_{new}) \quad (8)$$

### 3. Objective functions

Technical, economic and environmental indices of the distribution system are considered as objective functions of optimization. Mathematically, the main objective function is formulated as:

$$\text{objective function} \\ : \min \{I_{\text{Tech}}, I_{\text{Env}}\}, \max \{I_{\text{Eco}}\} \quad (9)$$

#### 3.1 Technical index

The technical index is a combination of loss and voltage indices as the Per-unit format (10).

$$I_{\text{Tech}} = \frac{I_L}{I_{L0}} + \frac{I_V}{I_{V0}} \quad (10)$$

The Eqns (11-13) are used to calculate the loss index.

$$I_L = C_p \frac{P_l}{P_{l0}} + C_q \frac{Q_l}{Q_{l0}} \quad (11)$$

$$\text{Active Loss} = \max_{h=1}^{24} \left\{ \sum_{i=1}^{N_{br}} R_i |I_{hi}|^2 \right\} \quad (12)$$

$$\text{Reactive Loss} = \max_{h=1}^{24} \left\{ \sum_{i=1}^{N_{br}} X_i |I_{hi}|^2 \right\} \quad (13)$$

The equations (14-16) are also used to calculate the voltage index. In this study, voltage stability is considered as voltage index. Voltage stability is the ability of the system to maintain the power and voltage in controllable condition [10].

$$I_V = V_s/V_{s0} \quad (14)$$

$$V_s = \max_{h=1}^{24} \{1 - \text{Voltage\_Stability}_h\} \quad (15)$$

$$V_{S_{m2}} = |V_{m1}|^4 - \left\{ 4[P_{m2}X_i - Q_{m2}R_i]^2 \right\} - \left\{ 4|V_{m1}|^2 [P_{m2}R_i + Q_{m2}X_i] \right\} \quad (16)$$

#### 3.2 Economic index

The economic index is defined according to (17).

$$I_{\text{Eco}} = \text{Profit}/\text{Initial\_profit} \quad (17)$$

$$\text{Profit} = \text{Re} - \text{Co} \quad (18)$$

$$\text{Initial\_profit} = \text{Re}_0 - \text{Co}_0 \quad (19)$$

The initial and ultimate revenues of the distribution system are equal to obtained income from selling energy to customers (20) [11].

$$\text{Re} = \text{Re}_0 = \sum_{i=1}^{n_b} P_{L_i} \times C_{MR} \times 24 \quad (20)$$

The amounts of costs of the distribution system are variable during placement of devices. The distribution company purchases its power demand from transmission grid. A portion of this power demand is for distribution system customers, and another one has spent in line and equipment loss. So the cost of the distribution system is formed from the cost of power demand and the cost of losses. The initial cost of the distribution system is calculated by (21) [11].

$$\text{Co}_0 = \left[ \sum_{i=1}^{n_b} P_{L_i} \times C_A \times 24 \right] + \left[ \sum_{h=1}^{24} P_{lh} \times C_A \right] + \left[ \sum_{h=1}^{24} Q_{lh} \times C_R \right] \quad (21)$$

The ultimate cost of the distribution system is calculated by (22). In this function, the cost of produced power of renewable DG and cost of DG and compensator are added to total cost of the system. Of course, the distribution company purchases lower power from transmission network because the part of demand power is provided by DG units.

$$\text{Co} = \left[ \left( \sum_{i=1}^{n_b} P_{L_i} - \sum_{i=\text{tech}} \sum_{j=1}^{n_{DG}} P_{DGij} \right) \times C_A \times 24 \right] + \left[ \sum_{h=1}^{24} P_{lh} \times C_A \right] + \left[ \sum_{h=1}^{24} Q_{lh} \times C_R \right] + \left[ \sum_{i=\text{tech}} \sum_{j=1}^{n_{DG,i}} P_{DGij} C_{DG_i} \right] + \left[ \sum_{i=1}^{n_{co}} Q_{Co_i} \times C_{Co_i} \right] \quad (22)$$

#### 3.3 Environmental index

The environmental index is about the amount of produced pollutant gas from DG units during the day. The main pollutant gases are CO, CO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, NO<sub>x</sub> and PM<sub>10</sub>. The environmental index can be calculated by (23) [11]. In this equation, TPG<sub>i</sub> is Total amount of Produced pollutant Gases by DG units and TPG<sub>Max</sub> is the maximum amount of environmental pollution. Eq. 24 is utilized for calculation the amount of produced pollutant gases.

$$I_{\text{Env}} = \text{TPG}_i / \text{TPG}_{\text{Max}} \quad (23)$$

$$\text{TPG} = \sum_{i=\text{tech}} \sum_{j=1}^{n_{DG,tech}} \sum_{h=1}^{24} \sum_{g=1}^{n_g} P_{DGijh} \times \text{WE}_g \times \text{EDG}_{ig} \quad (24)$$

### 4. Optimization method

For calculating the impact of DGs and compensators on the efficiency of distribution system, firstly, simultaneous optimization of location and size of multi-DG and each type of compensator is done by combination of NSFA and fuzzy method. Then, the performance of network is evaluated using the results of objective functions of distribution system with and without considered devices.

In FA, which is inspired from the social behavior of firefly, an absorption power is considered for each artificial firefly and worms move toward the firefly with greater absorbency power. In this algorithm, when the brightness of the  $j^{\text{th}}$  firefly is more than the  $i^{\text{th}}$ , the location is updated by (25) [12]. For multi-objective optimization, the used method in Ref [13] and non-dominated sorting is used. In this method, non-dominated front is used to sort the population in the proposed multi-objective algorithm.

$$\dot{x}_i = x_i + \beta_0 e^{-\gamma r^2} (x_j - x_i) + \alpha e_i \quad (25)$$

After multi-objective optimization and creating the Pareto front, the fuzzy decision-making method is utilized to select the best particle equal to the best location and size of devices.

5. Simulation results and discussion

In this section, the impact of multi-DG, capacitor bank and DSTATCOM is evaluated using the IEEE 69-bus radial distribution system. As mentioned above, the evaluation of the efficiency of devices is based on the results of multi-objective optimization of location and size of devices in the distribution system. The maximum capacity of DG units is considered as 2.5 MW. The economic and environmental information is extracted from Ref [1].

Table I shows the best location and size of multi-DG and compensators in different combinations of devices. The indices of 69-bus distribution system before and after operating of devices are presented in Table II. According to this table, the performance of system improves considerably after operating of devices in the best location with optimal size.

Loss index that has been consisted of active and reactive losses improves about 46-86 percent after operating of devices. Base on this index, the combinations that have DSTATCOM have better performance than compounds of multi-DG and capacitor

TABLE II. The optimal location and size of devices

No. Test	Type of devices	DG		Compensator	
		Position No. bus	Capacity (MW)	Position No. bus	Capacity (Mvar)
1	PV & Ca	43	2.3272	42	0.9
2	WT & Ca	42	2.4780	42	1.2
3	MT & Ca	44	1.4085	33	1.2
4	PV & Ds	43	2.2524	45	1.2579
5	WT & Ds	42	2.2069	43	2.1975
6	MT & Ds	43	1.9660	26	1.2447

bank. Based on other index, the improvement of voltage index is about 59-72 percent in different experiments. According to results, capacitor bank has better performance than DSTATCOM so that the combinations that have capacitor increase the stability of voltage more than others. Base on voltage index, against of loss index, the located devices have proper performance in industrial, constant, commercial and residential load model, respectively.

Figure 1 shows the amount of economic index before and after operating the devices in different experiments. According to this figure, the profitability of distribution systems increases about 300-700 \$ in various combination of devices in each day. Of course,

the compounds that have capacitor have more profit than combinations of DGs and DSTATCOM.

TABLE III. The indices of system during the optimization (Con: Constant, Ind: Industrial, Com: Commercial, Res: Residential)

No. Test	Load model	I <sub>Tech</sub>		I <sub>Eco</sub>	I <sub>Env</sub>		
		P <sub>1</sub> (MW)	Q <sub>1</sub> (Mvar)	Profit (\$)	TPG (Mg)		
Initial	Con	0.224	0.102	0.683	3116.	1790.	
		9	1	3	22	78	
		0.194	0.088	0.702	2798.	1596.	
		7	7	4	68	78	
	Ind	0.180	0.083	0.711	2269.	1219.	
		9	1	4	58	97	
	Com	0.166	0.077	0.724	2458.	1325.	
		4	0	4	76	93	
	1	Con	0.036	0.019	0.898	3608.	737.0
			3	8	4	42	0
			0.039	0.019	0.906	3265.	543.0
			1	1	2	37	0
Ind		0.063	0.026	0.902	2708.	166.1	
		3	5	8	84	9	
Com		0.048	0.021	0.902	2903.	272.1	
		6	1	9	35	5	
2		Con	0.042	0.021	0.903	3831.	623.5
			2	7	5	73	8
			0.051	0.022	0.911	3487.	429.5
			2	8	1	24	8
	Ind	0.081	0.033	0.907	2929.	52.77	
		3	6	4	26		
	Com	0.063	0.026	0.907	3124.	158.7	
		3	7	1	61	3	
	3	Con	0.026	0.017	0.881	3596.	1163.
			8	4	9	06	78
			0.029	0.017	0.888	3257.	969.7
			1	4	6	28	8
Ind		0.052	0.027	0.886	2705.	592.9	
		9	4	2	06	7	
Com		0.038	0.021	0.886	2897.	698.9	
		6	3	4	66	3	
4		Con	0.037	0.020	0.902	3404.	729.8
			1	3	8	67	4
			0.046	0.021	0.910	3060.	535.8
			8	8	5	12	4
	Ind	0.077	0.032	0.906	2502.	159.0	
		2	7	8	30	3	
	Com	0.059	0.025	0.906	2697.	264.9	
		0	8	6	63	8	
	5	Con	0.043	0.021	0.909	3399.	751.2
			6	8	7	44	7
			0.063	0.027	0.917	3052.	557.2
			0	4	2	91	7
Ind		0.101	0.041	0.913	2493.	180.4	
		7	9	3	54	6	
Com		0.078	0.032	0.912	2690.	286.4	
		5	8	7	00	2	

6	Con	0.032	0.018	0.896	3556.	915.6
		1	6	7	65	1
	Ind	0.026	0.015	0.904	3213.	721.6
		9	9	5	72	1
	Co	0.028	0.016	0.901	2657.	344.8
	m	4	8	4	37	0
Res	0.028	0.016	0.901	2851.	450.7	
	3	8	6	77	5	

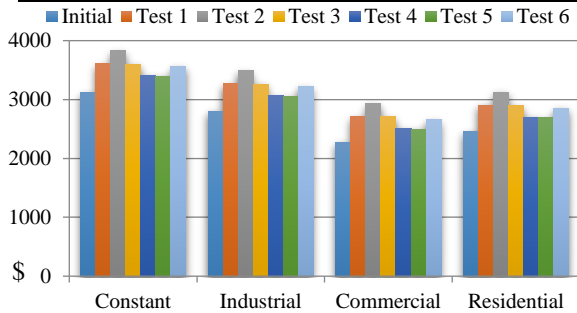


Figure 1. The amount of economic index

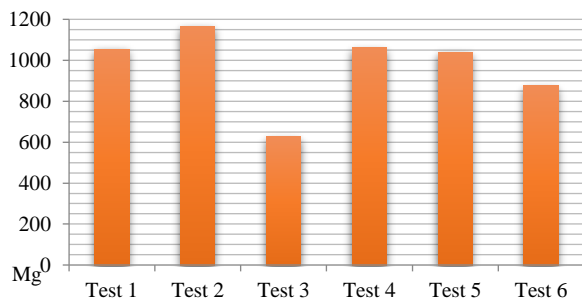


Figure 2. The improvement of environmental index

The combinations of multi-DG and compensators are also environmentally friendly so that the amount of environmental index is improved approximately 50% after operating of devices. Of course, renewable DGs have more effect on this index than non-renewable ones. The improvement of the environmental index in different experiments is shown in Fig. 2. Moreover, the amount of this index does not change with variation of load model. Based on the type of compensator, capacitor bank shows the proper performance when it is used beside renewable DGs while DSTATCOM has suitable performance when it is utilized beside nonrenewable DGs.

## 6. Conclusion

In this study, the influence of compensators on the performance of renewable and nonrenewable DG units was evaluated in the distribution system with nonlinear load model. The results show that the combinations of multi-DG and compensators have practical performance in the various load models and improve the considered indices of the distribution system. Based on the DG types, it can be said that all kinds of DG technologies have useful effect on the

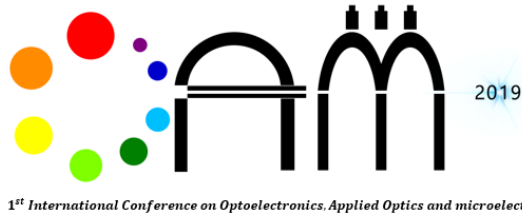
efficiency of the distribution system; of course, the produced power of nonrenewable units is more stable than renewable DGs while based on environmental aspects, renewable technologies are more useful than non-renewable ones. Each type of compensators has proper performance beside of DG units based on special indices. Totally, the combinations of multi-DG and capacitor bank or DSTATCOM improve the efficiency of distribution system during the day in different load models.

## REFERENCES

- [1] H. shayeghi, M. Alilou, "Application of Multi Objective HFAPSO algorithm for Simultaneous Placement of DG, Capacitor and Protective Device in Radial Distribution Network", *Journal of Operation and Automation in Power Engineering*, Vol. 3, pp.131-146, 2015.
- [2] K. R. Padiyar, "FACTS Controllers in Power Transmission and Distribution", New Age International Limited Publishers, 2007.
- [3] M. Aman, G. Jasmon, A. Bakar and H. Mokhlis, "Optimal Shunt Capacitor Placement in Distribution System-A Review and Comparative Study", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Vol. 30, pp. 429-439, 2014.
- [4] B. Poornazaryan, P. Karimyan, G.B. Gharehpetian, M. Abedi, "Optimal Allocation and Sizing of DG Units Considering Voltage stability, Losses and Load Variations", *Electrical Power and Energy Systems*, Vol. 79, pp. 42-52, 2016.
- [5] J. Gholinezhad, R. Noroozian, A. Bagheri, "Optimal Capacitor Allocation in Radial Distribution Networks for Annual Costs Minimization Using Hybrid PSO and Sequential Power Loss Index Based Method", *Journal of Operation and Automation in Power Engineering*, Vol. 5, pp. 117-130, 2017.
- [6] T. Yuvaraja, K.R. Devabalajia, K. Ravia, "Optimal Placement and Sizing of DSTATCOM Using Harmony Search Algorithm", *Energy Procedia*, Vol. 79, pp. 759-765. 2015.
- [7] H. A. Shayanfar, H. Shayeghi, M. Alilou, R. Dadkhah Doltabadi, "Multi-Objective Allocation of DG Simultaneous with Capacitor and Protective Device Including Load Model", *The 19th international conference on artificial intelligence (ICAI 2017)*, Las Vegas, Nevada, USA, July 2017.
- [8] H. Tolabi, M. Ali, M. Rizwan, "Simultaneous Reconfiguration, Optimal Placement of DSTATCOM and Photovoltaic Array in a Distribution System Based on Fuzzy-ACO Approach", *IEEE Transactions on Sustainable Energy*, Vol. 6, pp. 210-218, 2015.

- [9] M. Alilou, V. Talavat, H. Shayeghi, "Simultaneous Placement of Renewable DGs and Protective Devices for Improving the Loss, Reliability and Economic Indices of Distribution System with Nonlinear Load Model", *International Journal of Ambient Energy*, In Press, 2018.
- [10] S. M. Sajjadi, M. R. Haghifam, J. Salehi, "Simultaneous Placement of Distributed Generation and Capacitors in Distribution Networks Considering Voltage Stability Index", *Electrical Power and Energy Systems*, Vol. 46, pp. 366-375, 2013.
- [11] A. Zangeneh, Sh. Jadid, A. Rahimi-Kian, "A Fuzzy Environmental-Technical-Economic Model for Distributed Generation Planning", *Energy*, Vol. 36, pp. 3437-3445, 2011.
- [12] Xin-she. Yang, "Firefly Algorithms for Multimodal Optimization", arXiv: 1003.1466v1 [math. OC], (7 Mar 2010).
- [13] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal, T. Meyarivan, "A Fast and Elitist Multiobjective Genetic Algorithm: NSGA-II", *IEEE Transaction on Evolutionary Computation*, Vol. 6, pp. 182-197, 2002.





Aug. 17-19, 2019

## Topological Phase in Spin-1/2 Two-leg Ladders

F. Shafieinejad<sup>1\*</sup>, J. Hasanzadeh<sup>1</sup>, and S. Mahdavifar<sup>2</sup>

*1*Department of Physics, Faculty of Science, Islamic Azad University, Takestan Branch, Takestan, Iran,  
\*farzaneh.sh640@gmail.com, javadhasanzadeh649@gmail.com

*2*Department of Physics, University of Guilan, 41335-1914 Rasht, Iran, smahdavifar@gmail.com

**Abstract-** The spin-1/2 two-leg ladders with dominant spatially modulated rung exchanges are known as the dimerized ladders. In the limit of strong rung exchange, the ground state of the system is in the rung-singlet (RS) gapped phase. Applying an external magnetic field creates two additional new gapped phases in the ground-state phase diagram of the model beside the existence of two trivial gapless Luttinger liquid (LL) phases. It is already specified that the magnetization curve of the system exhibits a plateau at magnetization which is equal to the half of the saturation value in one of the non-trivial gapped phases known as the mid-plateau state. Here, we calculate the entanglement entropy and entanglement spectrum (ES) for finite ladder systems using the numerical Lanczos method. In fact, it has been suggested that the topological properties of the ground state can be reflected by specific degeneracy of the ES. We investigated the gapped RS and the mid-plateau phases where our outcomes show even degeneracy in the non-trivial RS and mid-plateau gapped phases is an indication of the symmetry-protected topological phases.

**Keywords:** Entanglement spectrum · Spin-1/2 ladder systems · Topological phase

## 1. Introduction

During last three decades, it is known that there are different quantum phase transitions in nature. These quantum phase transitions occur between two different phases without any explicit symmetry breaking. People often attribute the distinction to a non-trivial or topological phase [1]. A topological phase is a phase of matter which cannot be characterized by a local order parameter and thus it falls beyond the Landau's theory. An appropriate non-local order, the so-called topological order, can lead to characterize the two phases.

One of the famous examples of a topological phase is the Haldane phase [2] in the topic of spin chains [3]. Based on the Haldane conjecture, the Heisenberg antiferromagnetic spin chains with integer spins are gapped so that their spin correlation function decay exponentially. since, the Haldane phase is protected by space inversion, time reversal and  $\pi$ -rotations around two axes [4-6], it is known as one of the symmetries protected topological phases. Anyway, symmetry protection can be understood in terms of fractionalization of symmetry operations at the edges and is reflected by non-trivial degeneracy in the entanglement spectrum of the model. The Haldane phase also appears in other spin- $\frac{1}{2}$  low-dimensional system such as chains of bond alternating interaction [7]

and two-leg ladders [8]. From recent studies, it is known that important information of a topological phase is encoded in the von Neumann entanglement entropy of the ground state of a system [9,10]. In fact, the entanglement spectrum (ES) from the eigenvalues of the reduced density matrix upon tracing out a subsystem bears a remarkable indication of the topological phases [11]. It has been proposed that the symmetry-protected and trivial gapped phases can be distinguished by the even-odd parity of the degeneracy of their ES. The paper is organized as follows. In the forthcoming section, we introduce the model of dimerized spin- $\frac{1}{2}$  two-leg ladders. In Section 3, we present our numerical results on the entanglement entropy and the ES of the system at zero temperature. The results are concluded and summarized in Section 4.

## 2. The Model

At the year 2006, Japaridze et. al. introduced a

different kind of the spin- $\frac{1}{2}$  two-leg ladders. In the mentioned two-leg ladder, the exchange coupling between pair spins on rungs is modulated spatially. The Hamiltonian is defined as

$$H = J_{\square} \sum_{n=1}^L \sum_{\alpha=1}^2 S_{n,\alpha} S_{n+1,\alpha} - h \sum_{n=1}^L \sum_{\alpha=1}^2 S_{n,\alpha}^z + J_{\perp} \sum_n [1 + (-1)^n \delta] S_{n,1} S_{n,2}, \quad (1)$$

where  $S_{n,\alpha}$  is the spin- $\frac{1}{2}$  operator on the rung  $n$  ( $n=1, 2, \dots, L = \frac{N}{2}$ ) and the leg  $\alpha$  ( $\alpha=1,2$ ). The interleg coupling is antiferromagnetic,  $J_{\perp}^{\pm} = J_{\perp} (1 \pm \delta) > 0$ .  $h$  denotes the uniform external magnetic field. In addition, the antiferromagnetic intra-leg coupling,  $J_{\square} > 0$ , is considered. In the absence of the spatial modulation,  $\delta = 0$ , three different quantum phases are recognized at zero temperature which are separated by two critical fields. The first critical field corresponds to the transition from the gapped RS phase into the gapless Luttinger liquid (LL) phase. The second critical field represents the transition from the LL phase into the fully polarized ferromagnetic phase. In the modulated model,  $\delta \neq 0$ , two additional quantum phase transitions between a middle-gapped phase and two gapless LL phases are reported. In fact, in the middle-gapped phase, a magnetization plateau at the magnetization value equal to one half of its saturation value is found.

## 3. Numerical Results

In this section, using the numerical Lanczos method, we determine the nature of the entanglement entropy and the ES of the system with respect to the magnetic field. The Lanczos method is an effective and accurate method for obtaining low-lying eigenvalues in large sparse matrices. We have to mention that the periodic boundary condition is considered. We calculate the ground state ( $|GS\rangle$ ) of the finite size ladder systems with lengths  $N=8, 12, 16, 20, 24$  and different values of the exchanges in the limit of strong rung couplings. Results are presented for special values  $J_{\square} = 1$ ,  $J_{\perp} = \frac{11}{2}$ ,  $\delta = \frac{1}{11}$  where the critical fields are obtained as

$$h_{c_1} = 4.47 \pm 0.01$$

$$h_{c_2} = 5.34 \pm 0.01$$

$$h_{c_3} = 6.87 \pm 0.01$$

$$h_{c_4} = 7.62 \pm 0.01$$

The ground phase diagram consists of five phases:

- I) the RS phase in the region  $h < h_{c_1}$ ,
- II) the first LL phase in the region  $h_{c_1} < h < h_{c_2}$ ,
- III) the gapped mid-plateau (MP) phase in the region  $h_{c_2} < h < h_{c_3}$ ,
- IV) the second LL phase in the region  $h_{c_3} < h < h_{c_4}$ ,
- V) the saturated ferromagnetic phase in the region  $h > h_{c_4}$ .

### 3.1. Entanglement Entropy

The entanglement entropy is useful for understanding the different quantum phases especially topological phases in low-dimensional condensed matter systems. The entanglement entropy is defined as

$$E^{vN} = -Tr_A[\rho_A \log \rho_A] = -Tr[\rho_B \log \rho_B] \quad (2)$$

Where  $\rho_A = Tr_B[\rho]$ ,  $\rho = |GS\rangle\langle GS|$  is the

density matrix of the ground state of the ladder system obtained by the numerical Lanczos method. In fact,  $E^{vN}$  quantifies the information describing how much the state is entangled between the subsystems A and B (please see Fig. 1). Here, we divided the ladder system into the subsystems A and B by using the legs.

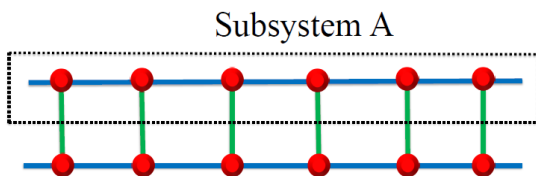


Fig. 1 (color online) Schematic picture of considered division of a dimerized spin  $\frac{1}{2}$  two-leg ladder system.

### 3.2. Entanglement Spectrum

In this section, we present our numerical results on the entanglement spectrum. To calculate the ES, we need to the density operator of the subsystem A which is defined as  $\rho_A$ . The eigenvalues of  $\rho_A$

satisfy the following eigenvalue equation

$$\rho_A |\alpha_n\rangle_{A(B)} = R_n |\alpha_n\rangle_{A(B)}, \quad (3)$$

where  $R_n$  denotes the n-th eigenvalue of the

density operator of the subsystem A (B) and  $|\alpha_n\rangle_{A(B)}$

is the n-th eigenvector. The set of eigenvalues  $\{R_n\}$

common to the subsystems A and B forms an ES of the

ground state of the spin-1/2 two-leg ladder system. In

particular, the ES depends on how the two-leg ladder

system is divided into subsystems A and B. Therefore,

we calculate the entanglement spectrum for the cases

where the ladder is divided into the parts of legs with

$L_A = \frac{N}{2}$  ( $L_B = \frac{N}{2}$ ). Here, the exchanges are

considered as  $J_{\square} = 1, J_{\perp} = \frac{11}{2}$ ,  $\delta = \frac{1}{11}$ . It is very

important to note that the effect of the finite size effect

on the numerical results must be carefully checked. In

Fig. 2 a, we have displayed the four largest eigenvalues

of the ES for a ladder size  $N=12$  in the region where the

system is in the RS phase ( $h < h_{c_1}$ ). It is seen for the

mentioned size ladder; a gap exists between the

largest eigenvalue and the second eigenvalue. In

addition, the second largest eigenvalue is two times

degenerate (with the third one is equal) and a distance

with the fourth eigenvalue is also seen. In Fig.2 b, the

same results are presented for the ladder size  $N=24$ . As

it is clearly seen, the gap between the largest

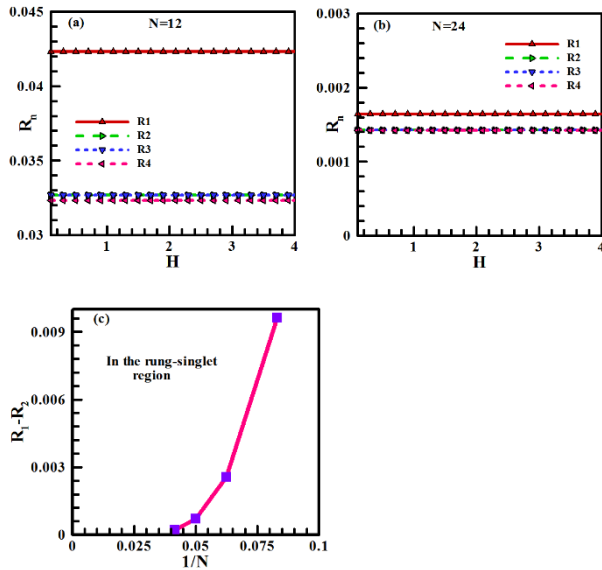
eigenvalue and the second one is decreased as a

significant amount. Additionally, the distance

between the two times degenerated eigenvalues and

the last one is also reduced. In Fig.2 c, we have plotted

the gap between the largest eigenvalue of the ES and

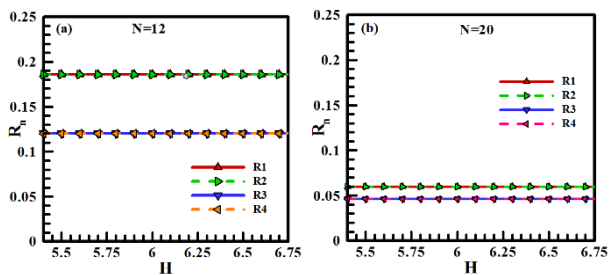


**Fig. 2** (color online) The four largest eigenvalues of the entanglement spectrum of subsystem A (as a leg) of a dimerized ladder with length (a)  $N = 12$  (b)  $N = 24$  and exchanges  $J_{\square} = 1$ ,  $J_{\perp} = \frac{11}{2}$ ,  $\delta = \frac{1}{11}$ . The region of the magnetic field is restricted to the gapped RS state of the system  $h < h_{c_1}$ . (c) The difference between the two largest eigenvalues of the ES versus the inverse of the

ladder size  $\frac{1}{N}$ .

$h_{c_2} < h < h_{c_3}$ . In Fig. 3 numerical Lanczos results

on the ES are shown for the gapped mid-plateau region. As shown, the first two largest eigenvalues and the second two largest eigenvalues of the ES are equal. Thus, they are two times degenerate in the finite size ladders  $N=12, 20$ . Moreover, the gap between them decreases by increasing the size of the system. Furthermore, as a consequence, one can find the gap will be closed in thermodynamic limit  $N \longrightarrow \infty$  which it yields to four times degenerate of the ES in the mid-plateau phase.



**Fig. 3** (color online) The four largest eigenvalues of the

entanglement spectrum of subsystem A (as a leg) of a dimerized ladder with length (a)  $N = 12$  (b)  $N = 20$  and exchanges  $J_{\square} = 1$ ,  $J_{\perp} = \frac{11}{2}$ ,  $\delta = \frac{1}{11}$ . The region of the magnetic field is restricted to the mid-plateau state of the system  $h_{c_2} < h < h_{c_3}$ .

#### 4. Conclusion

In summary, using the numerical Lanczos method, we have studied the entanglement spectrum in the spin-1/2 two-leg ladders with alternating rung-exchange interaction. The ground-state phase diagram of a dimerized spin-1/2 two-leg ladder consists of five phases. Beside two gapless LL phases, the gapped rung-singlet, mid-plateau and saturated ferromagnetic phases exist in the ground-state phase diagram of the model.

First, using the numerical Lanczos method, the ground state of the Hamiltonian has been obtained for finite ladders with number of spins  $N=12, 16, 20, 24$ . Then, the density operator has been calculated as  $\rho = |GS\rangle\langle GS|$ . We have divided the ladder into subsystems (legs) A and B as  $L_A = \frac{N}{2}$ . The largest eigenvalue of the entanglement spectrum was considered. By comparing finite size results, we have shown that the ES is four times degenerate in the RS and mid-plateau phases which can be interpreted as an indication of the existence of the gapped topological phases in the system.

#### REFERENCES

- [1] X. Gang Wen, Quantum Field Theory of Many-Body System, oxford, 2004.
- [2] F. D. M. Haldane, 'Nonlinear Field Theory of Large-Spin Heisenberg Antiferromagnetics: Semi-classically Quantized Solitons of the One-Dimensional Easy-Axis Neel State,' Phys. Rev. Lett, vol. 50, pp.1153-1156, 1983.
- [3] Z. Cheng Gu, X. Gang Wen, "Tensor- entanglement-filtering renormalization approach and symmetry-protected topological order,' Phys. Rev. B, vol. 80, pp. 155131-23, 2009.
- [4] F. Pollmann, Ari M. Turner, E. Berg, M. Oshikawa, "Entanglement spectrum of a topological phase in one dimension," Phys. Rev. B, vol. 81, pp. 064439-10, 2010.

- [5] Ari M. Turner, F. Pollmann, E. Berg, "Topological phase of One-Dimensional Fermions: An Entanglement Point of View," *Phys. Rev. B*, vol 83, pp. 075102-12, 2011.
- [6] F. Pollmann, E. Berg, A. M. Turner, M. Oshikawa, "Symmetry protection of topological phases in one-dimensional quantum spin systems," *Phys. Rev. B*, vol 85, pp. 075125-9, 2012.
- [7] K. Hida, "Density Matrix Renormalization Group Study of the Haldane Phase in Random One-Dimensional Antiferromagnets," *Phys. Rev. Lett*, vol 83, pp. 3297-4, 1999.
- [8] E. Dagotto, T. M. Rice, "Surprises on the way from 1D to 2D quantum magnets: the novel ladder materials," *Science*, vol 271, pp. 618-623, 1996.
- [9] A. Kitaev, J. Preskill, "Topological entanglement entropy," *Phys. Rev. Lett*, vol 96, pp. 110404-4, 2006.
- [10] M. Levin, X. G. Wen, "Detecting topological order in a ground state wave function," *Phys. Rev. Lett*, vol 96, pp. 110405-4, 2006.
- [11] H. Li, F. D. M. Haldane, "Entanglement Spectrum as a Generalization of Entanglement Entropy: Identification of Topological Order in Non-Abelian Fractional Quantum Hall Effect States," *Phys. Rev. Lett*, vol 101, pp. 010504-4, 2008.

Aug. 17-19, 2019

## مشخصه یابی نانوصفحات نیتريد بور به عنوان ماده نیمه هادی با استفاده از

### تکنیک های میکروسکوپ الکترونی

زهره رافیعی سرمزده<sup>1\*</sup>، سید جواد احمدی<sup>2</sup>

<sup>1</sup> پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده کاربرد پرتوها

<sup>2</sup> پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده چرخه سوخت هسته ای

**چکیده:** ویژگی نیمه هادی بودن نانوصفحات نیتريد بور (BNNSs) موجب کاربرد این مواد در الکترونیک و اپتوالکترونیک می شود. تکنیک های مشخصه یابی بر مبنای میکروسکوپ الکترونی موجب گسترش ابزارهای نیمه هادی بر پایه این مواد می گردد. تکنیک های میکروسکوپ الکترونی به عنوان ابزاری قدرتمند و با گستره کاربرد زیاد، برای مشخصه یابی نانومواد و به خصوص مواد نیمه رسانا ضروری است. در این مقاله توانایی و پتانسیل روش های میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM)، میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) و میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM) در مشخصه یابی نانوصفحات نیتريد بور سنتز شده مورد بحث و بررسی قرار گرفته است.

**کلید واژه:** میکروسکوپ الکترونی، نانوصفحات، نیتريد بور، نیمه رسانا، مشخصه یابی.

## Characterization of Boron Nitride Nanosheets as a Semiconductor Material Using Electron Microscopy Techniques

Zahra Rafiei-Sarmazde<sup>1\*</sup> and Seyed Javad Ahmadi<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Radiation Application Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran, Email: Zrafiei@aeoi.org.ir

<sup>2</sup>Nuclear Fuel Cycle School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Po. Box: 14399-51113, Tehran, Iran

**Abstract** – The semiconductor properties of boron nitride nanosheets (BNNSs) can be applied to electronics and optoelectronics. Electron microscopy-based characterization techniques lead to the development of semiconductor devices based on these materials. Electron microscopy techniques, as a powerful tool with a wide range of applications, are essential for the characterization of nanomaterials, especially semiconductor materials. In this paper, the capability and potential of transmission electron microscopy (TEM), scanning electron microscopy (SEM) and atomic force microscopy (AFM) techniques for characterization of synthesized boron nitride nanosheets have been discussed.

**Keywords:** Electron microscope, Nanosheets, Boron nitride, Semiconductor, Characterization



## ۱- مقدمه

مواد نیمه هادی به دلیل اهمیت آن‌ها در ساخت سیستم‌های الکترونیکی از پارانه‌ها، تلفن‌های همراه، دوربین‌های دیجیتال تا دستگاه‌های الکترونیکی پزشکی جایگاه تکنولوژیکی خاص خود را یافته‌اند. عوامل اصلی اهمیت تکنولوژیکی این مواد پیشرفت سریع در کیفیت و فرایندهای سنتز این مواد و پیشرفت وسایل و روش‌های مشخصه‌یابی این مواد است [1].

نانوصفحات نیتريد بور (BNNSs) به عنوان یک ماده نیمه رسانا با گپ مستقیم  $5.9\text{ eV}$ ~ به طور گسترده‌ای در ساخت انواع مختلف دستگاه‌های بر مبنای مواد نیمه رسانای دو بعدی (2D) استفاده می‌شود [2]. این ماده که گرافن سفید نامیده می‌شود از نظر ساختاری مشابه گرافن بوده و اتم‌های کربن موجود در ساختار لانه زنبوری توسط اتم‌های بور و نیتروژن به صورت یک در میان جایگزین شده است. این نانوصفحات همانند دیگر ساختارهای دو بعدی دارای خواص مکانیکی، رسانایی و حرارتی منحصر به فرد می‌باشد. علاوه بر این BNNSs دارای خواص چشم‌گیری نسبت به کربن هم‌چون باند گپ پهن، بی‌اثر بودن شیمیایی و پایداری حرارتی، مقاومت در برابر اکسیداسیون و خواص خوب نوری می‌باشد. این خواص، BNNSs را به عنوان ماده‌ای جذاب برای استفاده در گستره وسیعی از صنعت هم‌چون دستگاه‌های موجود در محیط اکسند، کامپوزیت‌های عایق با خواص مکانیکی بالا و رسانایی حرارتی خوب و همچنین به عنوان یک ماده نیمه رسانا خوب در ساخت وسایل الکترونیکی معرفی می‌سازد. دستیابی به قابلیت‌ها و پتانسیل‌های این ماده برای کاربرد در صنعت به مشخصه‌یابی دقیق آن وابسته است [3-5].

تکنیک‌های مشخصه‌یابی مواد نیمه هادی به منظور دستیابی به مشخصات فیزیکی مواد نیمه هادی انجام می‌گیرد. این فرایند شبیه به رمزگشایی توالی DNA یک ارگانیسم زنده است زیرا این روش شامل درک ساختار نانومقیاس کریستال یعنی اتم‌ها، الکترون‌ها، ساختار آن‌ها و برهم‌کنش آن‌ها با محیط اطراف خود است. دانش به دست آمده از فرایند مشخصه‌یابی در تعیین این‌که آیا این نیمه رسانا برای استفاده در وسایل خاص با ویژگی خاص قابل استفاده است، ضروری می‌نماید. یکی از انواع این مشخصه‌یابی‌ها استفاده از تکنیک‌های میکروسکوپی برای بررسی مشخصات ساختاری مواد است.

در این مقاله ما از یک روش کارآمد برای سنتز نانوصفحات نیتريد بور استفاده کرده و سپس مشخصات ساختاری ترکیب به دست آمده را با استفاده از روش‌های میکروسکوپ الکترونی شامل میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM)، میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی (FESEM) و میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM) بررسی نمودیم.

## ۲- مطالب اصلی

## ۲-۱- مواد

پودر نیتريد بور شش گوش (hBN) با خلوص ۹۸٪، اتانول و آمونیوم هیدروژن کربنات، به ترتیب از شرکت آلدریچ، بیدستان و نمایندگی مرک تهیه شدند. همه مواد بدون خالص‌سازی بیش‌تر و هرگونه آماده‌سازی مورد استفاده قرار گرفت.

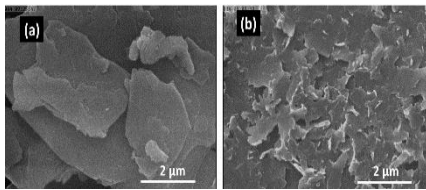
## ۲-۲- جداسازی hBN به BNNSs

برای بدست آوردن نانوصفحات نیتريد بور، مقدار مشخصی از hBN تا دمای  $1000-1400\text{ }^{\circ}\text{C}$  گرم شده و به سرعت به یک محلول آبی سرد حاوی ۱/۵٪ وزنی آمونیوم هیدروژن کربنات اضافه شده و تا دمای اتاق سرد می‌شود. سپس hBN مرحله قبل در مخلوطی از حلال آب: اتانول با درصد حجمی ۵۵:۴۵ پراکنده ساخته و در یک حمام التراسونیک با قدرت پایین تحت امواج التراسونیک به مدت هشت ساعت قرار می‌گیرد. محلول نهایی با سرعت  $3000\text{ rpm}$  به مدت  $20\text{ min}$  سانتریفیوژ شده تا ذرات بزرگ بر اساس وزن خود جداسازی شوند. دو سوم بالای محلول که حاوی نانوذرات است، با پیپت جمع آوری شده و به منظور به دست آوردن BNNSs، از غشای نیترات یا استات سلولز با اندازه حفره  $0.22\text{ }\mu\text{m}$  برای صاف کردن استفاده می‌شود و در نهایت در دمای  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  درجه به مدت  $24\text{ h}$  ساعت خشک می‌شود.

## ۲-۳- مشخصه‌یابی

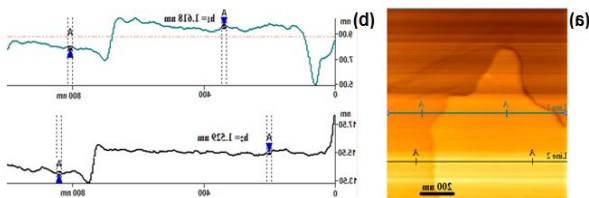
برای بررسی حضور نانوصفحات، تاثیر شرایط فرآوری روی جداسازی نانوصفحات و به دست آوردن گپ انرژی از طیف‌سنجی جذب فرابنفش استفاده می‌شود (شکل ۱). به علت آن‌که نیتريد بور یک نیمه‌رسانا با گپ انرژی پهن می‌باشد، این ماده تنها یک جذب قوی را در طول موج‌های کوچک نشان می‌دهد. طیف جذب BNNSs در طول موج  $204\text{ nm}$  ( $6.08\text{ eV}$ ) مشاهده می‌شود که مربوط به تهییج ذاتی ساختار نیتريد بور است که با نتایج گزارش شده در سایر پژوهش‌های پیشین منطبق است [6-7]. با این حال نیتريد بور توده دارای دو پیک شانه در  $4\text{ eV}$  و  $5.7\text{ eV}$  است که اولی مربوط به انرژی گپ نیتريد بور به عنوان نیمه‌رسانای گپ-مستقیم و دومی به نقص‌های جای خالی و ناخالصی‌ها مربوط می‌شود. جایجایی آبی باند انرژی، نشان می‌دهد که صفحات نیتريد بور از هم جدا شده و به صفحات کوچک‌تر و نازک‌تر تبدیل شده است [8].

میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی برای مطالعه درجه جداسازی نانوصفحات نیتريد بور (شکل ۳). در ابتدا ریخت شناسی پودر اولیه مورد بررسی قرار گرفت که می‌توان صفحات نیتريد بور را با ابعاد جانبی ۱ تا ۵ μm مشاهده نمود. با ضعیف شدن پیوندها در طی تنش حرارتی و با استفاده از برهم‌کنش ملکول‌های حلال و سطح صفحات نیتريد بور، استراتژی به کار رفته قادر است لایه‌های نیتريد بور را از هم باز کند. به دلیل نازک بودن نانوصفحات و خواص الکتریکی عایق آن، تصویر نانوصفحات نسبت به نیتريد بور توده دارای کنتراست نوری ضعیف‌تری می‌باشد [10]. ابعاد جانبی بدست آمده در محدوده ۵۰۰ nm تا ۳ μm است اما ضخامت آن را نمی‌توان به طور دقیق با تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی بدست آورد.



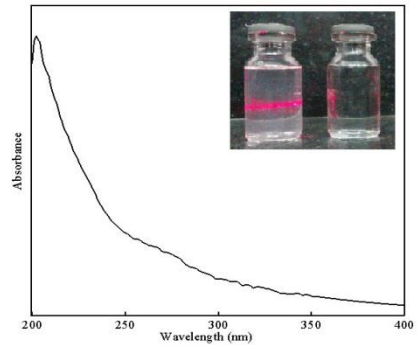
شکل (۳) تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (a) پودر اولیه نیتريد بور (b) نانوصفحات بدست آمده (بزرگ‌نمایی ۱۵ k×)

میکروسکوپ نیروی اتمی و پروفایل مربوط به آن برای تعیین ماهیت سطح و ضخامت مواد لایه‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد. ابعاد جانبی اکثر نانوصفحات بدست آمده با استفاده از میکروسکوپ نیروی اتمی بین چند صد نانومتر تا چند میکرومتر تعیین می‌شود (شکل ۴) که با نتایج بدست آمده از میکروسکوپ الکترونی روبشی و عبوری هم‌خوانی دارد. از پروفایل خط برای تعیین زبری و ارتفاع ظاهری صفحات نسبت به بستر استفاده می‌گردد (شکل ۷).



شکل (۴) تصویر توپوگرافی (۱ μm × ۱ μm) میکروسکوپ نیروی اتمی، نشان دهنده یک نانوصفحه روی بستر میکا (b) پروفایل ارتفاع در راستای خطوط ۱ و ۲ نشان دهنده ضخامت‌های ۱/۵ و ۱/۶ nm

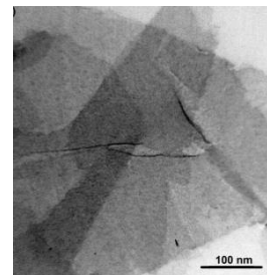
بر مبنای آزمون میکروسکوپ نیروی اتمی روی تعداد زیادی از این نانوصفحات، سطح این صفحات نسبتاً صاف بوده و ارتفاع آن‌ها کمتر از ۲ nm است. از آنجایی که فضای بین لایه‌های نیتريد بور حدود ۰/۳۳ nm است انتظار می‌رود که بین ۴ تا ۶ لایه نیتريد بور در این ضخامت وجود داشته باشند. با این حال به دلیل ماهیت متفاوت صفحه‌ها و بستر و هم‌چنین به دلیل روش جداسازی مورد استفاده و گیرافتادن مقداری حلال بین نانوصفحات و بستر، مقداری عدم صحت در تعیین ضخامت وجود دارد که حدود ۱ nm در نظر



شکل (۱) طیف جذب نوری نانوصفحات نیتريد بور حاصل از استراتژی ترکیبی. (تصویر الحاقی نانوصفحات نیتريد بور (چپ) و آب به عنوان مرجع (راست) در معرض نور لیزر)

کاهش پراکندگی باندهای الکترونی و در نتیجه افزایش گپ، ناشی از برهم‌کنش بین لایه‌ها است. باند گپ بزرگ‌تر نانوصفحات نیتريد بور در مقایسه با توده آن نشان می‌دهد که هیچ برهم‌کنش قابل توجه بین لایه‌های وجود ندارد. از این‌رو، این مقدار به انرژی باند گپ پیش‌بینی شده توسط محاسبات تئوری (۶/۰ eV) نزدیک است [9] که نشان دهنده آن است که صفحات نیتريد بور کاملاً از هم جدا شده و تعداد لایه‌های آن در مقایسه با نیتريد بور توده بسیار کم‌تر بوده و لذا فرایند جداسازی در طول استراتژی به کار رفته، رخ داده است.

برای بررسی مورفولوژی نانوصفحات از تکنیک‌های میکروسکوپی استفاده می‌شود. آنالیز میکروسکوپ الکترونی عبوری روی سوسپانسیون حاوی نانوصفحات نیتريد بور، صفحات دو بعدی نازکی را نشان می‌دهد (شکل ۲). تصاویر نشان دهنده آن است که ضخامت این نانوصفحات به طور چشم‌گیری کاهش یافته زیرا اکثر آن‌ها کنتراست پایینی را نشان می‌دهد و تعدادی از آن‌ها نسبت به پرتو الکترونی شفاف هستند. در کنار ضخامت، به دلیل نیروی مکانیکی اعمال شده در طول خاموش‌سازی و امواج فراصوت، ابعاد جانبی نانوصفحات در مقایسه با نیتريد بور توده به طور محسوسی کاهش یافته است. ابعاد جانبی اکثر این نانوصفحات کم‌تر از ۳ μm است در حالی که گاه تعدادی صفحات بزرگ نیز در تصویر میکروسکوپ الکترونی عبوری نیز دیده می‌شود. هم‌چنین تاخوردگی صفحات نشان دهنده تغییر شکل و فرخوردگی صفحات در حین جداسازی است.



شکل (۲) تصویر میکروسکوپ الکترونی عبوری از چند نانوصفحه نیتريد بور قرار گرفته بر روی هم

- layered and monolayered hexagonal boron nitride nanosheets from sonication-assisted hydrolysis: Critical role of water," *Journal of Physical Chemistry C*, vol. 115, pp. 2679-2685, 2011.
- [8] K. Watanabe, T. Taniguchi, and H. Kanda, "Direct-bandgap properties and evidence for ultraviolet lasing of hexagonal boron nitride single crystal," *Natural Materials*, vol. 3, pp. 404-409, 2004.
- [9] X. Blase, A. Rubio, S. G. Louie, and M. L. Cohen, "Quasiparticle band structure of bulk hexagonal boron nitride and related systems," *Physical Review B*, vol. 51, pp. 6868-6875, 1995.
- [10] Y. Lin, T. V. Williams, and J. W. Connell, "Soluble, exfoliated hexagonal boron nitride nanosheets," *Journal of Physical Chemistry Letters*, vol. 1, pp. 277-283, 2010.

گرفته می‌شود [10] از این‌رو پیش‌بینی می‌شود در این ضخامت معرف حدود دو تا سه لایه نیتريد بور باشد.

نتایج بدست آمده از تکنیک‌های میکروسکوپ الکترونی عبوری، روبشی و میکروسکوپ نیروی اتمی نشان می‌دهد که جداسازی موثر نیتريد بور توده به نانوصفحات نیتريد با ضخامت قابل قبول، به طور موفقیت آمیزی انجام شده است.

۱- نتیجه

روش‌های مشخصه‌یابی TEM و SEM به طور واضح نشان می‌دهد که هر نمونه شامل تعداد زیادی از نانوصفحات نیتريد بور با کیفیت بالا است. شفافیت بالا مربوط به کیفیت بالای ساختارهای بلورین این نانوصفحات است. ابعاد جانبی بدست آمده با استفاده از SEM و TEM در محدوده ۵۰۰ nm تا ۳ μm است اما ضخامت آن را نمی‌توان به طور دقیق با این دو تکنیک بدست آورد. استفاده از AFM علاوه بر تایید نتایج به دست آمده از دو تکنیک پیشین، نشان می‌دهد که ساختارهای سنتز شده دارای ضخامت بسیار کمی در محدوده زیر ۲ nm هستند و روش استفاده شده در لایه برداری کامل نیتريد بور شش گوش موفق بوده است. استفاده از تکنیک‌های مشخصه‌یابی در درک خواص مهم مواد نیمه رسانایی هم‌چون نانوصفحات نیتريد بور به عنوان بلوک‌های سازنده بسیاری از وسایل الکترونیکی و اپتوالکترونیک سودمند، ضروری است.

## مراجع

- [1] Semiconductor Characterization Techniques. In: *Fundamentals of Solid-State Engineering*. Springer, Boston, MA, 2006.
- [2] J. Yu, L. Qin, Y. Hao, S. Kuang, X. Bai, Y. M. Chong, et al., "Vertically aligned boron nitride nanosheets: Chemical vapor synthesis, ultraviolet light emission, and superhydrophobicity," *ACS Nano*, vol. 4, pp. 414-422, 2010.
- [3] L. Song, L. Ci, H. Lu, P. B. Sorokin, C. Jin, J. Ni, et al., "Large scale growth and characterization of atomic hexagonal boron nitride layers," *Nano Letters*, vol. 10, pp. 3209-3215, 2010.
- [4] Y. Shi, C. Hamsen, K. K. Kim, A. Reina, M. Hofmann, et al., "Synthesis of few-layer hexagonal boron nitride thin film by chemical vapor deposition," *Nano Letters*, vol. 10, pp. 4134-4139, 2010.
- [5] H. Şahin, S. Cahangirov, M. Topsakal, E. Bekaroglu, E. Akturk, R. T. Senger, et al., "Monolayer honeycomb structures of group-IV elements and III-V binary compounds: First-principles calculations," *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 80, pp. 155453-155464, 2009.
- [6] J. N. Coleman, M. Lotya, A. O'Neill, S. D. Bergin, P. J. King, U. Khan, et al., "Two-dimensional nanosheets produced by liquid exfoliation of layered materials," *Science*, vol. 331, pp. 568-571, 2011.
- [7] Y. Lin, T. V. Williams, T. B. Xu, W. Cao, H. E. Elsayed-Ali, and J. W. Connell, "Aqueous dispersions of few-

Aug. 17-19, 2019

## ساخت نانوسیم‌های آلیاژی کبالت - مس ( $\text{Co}_x\text{Cu}_{1-x}$ ) در قالب آلومینا به روش

الکتروانباشت: بررسی اثر غلظت‌های مختلف مس در آلیاژ و شکل موج

### الکتروانباشت بر خواص مغناطیسی نانوسیم‌ها

غلامحسینی، رامین<sup>۱\*</sup>؛ نجفی، مژگان<sup>۲</sup>

گروه فیزیک، دانشگاه بوعلی سینا همدان<sup>۱</sup>

گروه فیزیک، دانشگاه صنعتی همدان<sup>۲</sup>

**چکیده:** نانوسیم‌های کبالت - مس با فرمول ( $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x$ ) به قطر ۲۵ نانومتر ساخته شده‌اند. آرایه نانوسیم‌های آلیاژی  $\text{CoCu}$  با استفاده از روش الکتروانباشت با جریان متناوب درون قالب اکسید آلومینیوم آندی (AAO) حفره دار رشد داده شدند. قالب اکسید آلومینیوم آندی به قطر ۲۵ نانو متر و فاصله بین حفره‌های ۵۰ نانو متر بعنوان قالبی برای ساخت آرایه نانوسیم‌ها با استفاده از روش آندایز دو مرحله‌ای ورقه آلومینیم خالص و استفاده از اسید سولفوریک ساخته شده است. اثر اضافه کردن ناخالصی  $\text{Cu}$  به نانوسیم‌های مس با تغییر غلظت‌های مختلف یونهای کبالت و مس در محلول الکتروانباشت و همچنین اثر تابکاری بر خواص مغناطیسی نمونه‌های انباشت شده. نهایتاً اثر تغییر شکل موج اعمالی برای انباشت نانوسیم‌ها مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج حاصل شده نشان داد وادارندگی نانوسیم‌های کبالت با اضافه کردن ناخالصی مس بعنوان ماده غیر مغناطیسی از  $1337 \text{ Oe}$  تا  $660 \text{ Oe}$  کاهش می‌یابد. با تابکاری نانوسیم‌های آلیاژی تا  $450^\circ\text{C}$  بدلیل رفع تنش‌های ساختاری نانوسیم‌ها وادارندگی از  $1140 \text{ Oe}$  کبالت خالص تا  $1541 \text{ Oe}$  برای آلیاژ کبالت مس افزایش می‌یابد.

**کلید واژه:** اثر تابکاری، الکتروانباشت، قالب اکسید آلومینیوم آندی، نانو سیم‌های آلیاژی

## Cobalt-Copper Nanowires Fabrication in Alumina Template by Electrodeposition: Investigate the Effect of Different Concentrations on the Alloy and Electrodeposition Waveform on the Magnetic Properties of Nanowires

Ramin Gholamhosseini and Mozhgan Najafi

**Abstract-** Arrays of  $\text{Co}_{1-x}\text{Cu}_x$  nanowires with 25 nm of diameter have been synthesized.  $\text{CoCu}$  nanowires have been grown into the self-assembled of anode aluminum oxide (AAO) templates by ac electrodeposition. The anodic aluminum oxide template with 25 nm in diameter and 50 nm interpore distance were synthesized by a two-step anodization process of pure Al foils in sulfuric acid. The effect of adding Cu impurity to Co nanowires was studied by varying the concentrations of  $\text{Co}^{+2}$  and  $\text{Cu}^{+2}$  ions in the electrolyte, as well as the effect of annealing on the magnetic properties of nanowires. Eventually, the effect of changing waveforms applied to nanowires deposition was studied. The results showed that coercivity of cobalt nanowires decreased by adding copper impurity as a non-magnetic material from 1337 Oe to 660 Oe. By annealing of the alloy nanowires up to  $450^\circ\text{C}$ , coercivity increases of 1140 Oe for pure CO nanowires up to 1541 Oe for  $\text{CoCu}$  nanowires by the removal of structural stresses of the nanowire.

**Keyword:** effect of annealing, electrodeposition, anode aluminum oxide (AAO) templates, alloy nanowires

## ۱- مقدمه

ثابت و پتانسیل ثابت در الکترولیت های مختلف ساخته می شود. شرایط موثر در آندایز عبارتند از: پتانسیل اعمالی، جریان اعمالی، نوع الکترولیت، ترکیب و غلظت الکترولیت، pH، دما، پیش الگوسازی سطح Al و زمان آندایزینگ. تغییر هر کدام از این پارامترها بر روی سطح نانو ساختار AAO، میزان تخلخل و نظم حفره ها اثر می گذارد. نانوسیم ها در بسیاری از کاربردهای الکترونیکی، اپتوالکترونیکی، ابزارهای نانوالکترو مکانیکال. مواد سازنده این سیم ها، اتم ها و یا ترکیبات نیمه رسانا هستند. به دلیل ترازهای انرژی انرژی گسسته در راستای قطر، نانوسیم ها می توانند خواص نوری جالبی را از خود نشان دهند. برای مثال می توان به ساخت لیزرهای بسیار کوچک از تقاطع دو نانوسیم ZnO و یا ساخت دیودهای نور افشار اشاره کرد. اخیرا نانوسیم ها در قطعات الکترونیکی که در تکنولوژی نیمه هادی ها مورد استفاده هستند مانند دیودهای اتصال p-n، ترانزیستورهای اثر میدانی، دیودهای نشر نوری وارد شده اند و قابلیت خود را به عنوان واحدهای سازنده ای که می توانند برای ساخت مدارات مجتمع پیچیده استفاده شوند، نشان داده اند. نانوسیم های نظم یافته مغناطیسی جهت ساخت حافظه های مغناطیسی با ظرفیت بالا و گستره زیادی از نانو سنسورهای مغناطیسی کاربرد دارند. با توجه به اینکه نانوسیم های کبالت با ناهمسانگردی مگنتوبلوری قابل توجه که تحت شرایط خاص ساخت می تواند در ساختار hcp و یا fcc بلوری گردد بسیار مورد توجه محققین این حوزه می باشد. از طرفی افزودن ناخالصی غیر مغناطیسی به این نانو سیم ها می تواند در بهبود خواص مغناطیس آن تاثیر بسزایی داشته باشد [۳]. در این تحقیق ما با افزودن درصد های مختلف مس به عنوان ناخالصی به نانوسیم های کبالت خواص مغناطیس نانوسیم های آلیاژی کبالت - مس را بررسی نموده ایم. همچنین فرایند تابکاری نانوسیم ها در محیط گاز بی اثر جهت بهبود خواص مغناطیسی انجام شده است. با تغییر شکل موج انباشت در یک فرکانس مشخص به بررسی خواص مغناطیسی نانوسیم ها پرداختیم تا بهترین شکل موج انباشت برای خواص مغناطیسی را پیدا کنیم [۱]. در این تحقیق قالب آلومینا با نظم زیاد ساخته شده است بطوری که نانوسیم ها موازی قرار گیرند و در کاربرد این نانوسیم ها بعنوان حافظه مغناطیس با ظرفیت بالا هر نانوسیم با حجم کم ولی ناهمسانگردی شکلی زیاد بتواند بعنوان یک بیت حافظه در نظر گرفته شود. بالا بودن ناهمسانگردی شکلی از چرخش مغناطیس نمونه علیرغم انرژی گرمایی محیط جلوگیری می کند.

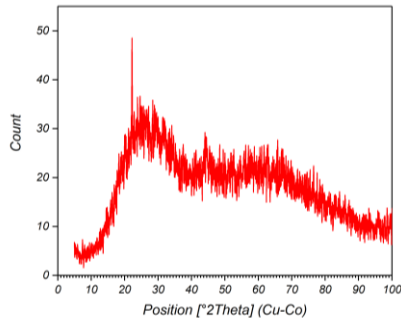
## ۲- روش ساخت

ساخت نانوسیم های CoCu شامل دو بخش می باشد:

- ۱) ساخت قالب آلومینای حفره دار به روش آندایز دو مرحله ای و
- ۲) رسوب دادن محلولی حاوی سولفات های Co و Cu درون قالب به روش الکتروانباشت [۴].

در سال های اخیر، تحقیقات زیادی در زمینه نانوسیم ها و نانولوله های فلزی و شبه رسانا، بخاطر مشخصات فیزیکی منحصر به فردشان انجام شده است. ساخت سیم هایی در ابعاد نانومتری هم از جهت تکنولوژی و هم از جهت علمی بسیار مورد علاقه می باشد، زیرا در ابعاد نانومتری خواص غیر معمولی از خود بروز می دهند. نسبت طول به قطر نانوسیم ها بسیار بالا می باشد. این سیم ها به دلیل خواص جالب برای کاربردهای گوناگونی در زمینه نانوالکترونیک، ترموالکترومغناطیس، نورشناسی، حسگرهای گوناگون گازی، شیمیایی، زیستی و حافظه های مغناطیسی دارند. نانوسیم ها ساختارهای تک بعدی ناهمسانگرد هستند که قطر کوچکی دارند و نسبت سطح به حجم آنها زیاد است. بنابراین، خواص فیزیکی آنها با سایر ساختارها متفاوت است. در سال های اخیر پیشرفت ها در حوزه مغناطیس و مواد مغناطیسی، سنتز و ساخت نانوسیم های مغناطیسی به واسطه داشتن خواص مغناطیسی و مغناطش منحصر به فرد توجه فزاینده ای را به خود معطوف کرده و چشم اندازهای فراوانی را فراروی علم مغناطیس گشوده اند. این سیم ها حلقه های هیستریزس بسیار مربعی دارند که سبب می شود که نانوسیم ها گزینه بسیار مناسبی برای محیط های ذخیره اطلاعات مغناطیسی باشد. مقادیر وادارندگی و مربعی بودن این حلقه ها معیاری است برای سنجش توانایی ذخیره اطلاعات. در ذخیره مغناطیسی، نسبت ابعادی زیاد نانوسیم ها (طول به قطر) برای جلوگیری از شروع حد «سوپرپارامغناطیسی» کارایی دارد. در حد سوپرپارامغناطیسی، جهت مغناطیسی شدن در دانه های مغناطیسی توسط انرژی حرارتی عوض می شود و در نتیجه باعث اتلاف داده های ثبت شده می شود. انرژی مغناطیسی در یک دانه را می توان توسط افزایش حجم افزایش داد. ساخت نانوسیم های مغناطیسی با روش های متکی بر لیتوگرافی، اسپاترینگ، رسوب بخار شیمیایی و تکنیک های برآرایی باریکه مولکولی (MBE) به صورت گسترده ای معرفی شده است [۱]. روش الکتروانباشت شیمیایی، روشی کارآمد برای ساخت آرایه های نانوسیم های مغناطیسی نظم یافته مناسب می باشد. با ساخت نانو سیم ها درون قالب های آلومینای حفره دار که حفره های منظم و موازی و با قطر یکسان میتوان خواص مغناطیسی نانو سیم ها را بخوبی بررسی کرد. روش الکتروانباشت به لحاظ سرعت بالا، هزینه پایین، راندمان انباشت بالا، گستردگی پارامترهای هندسی در دسترس به صورت ویژه ای مورد توجه واقع شده است. الگوهای آلومینای آندی متخلخل توسط آندایز صفحات نازک آلومینیم خالص در اسیدهای مختلف تهیه می شوند. مزیت دیگر این آرایه ها این است که قطر و فاصله بین نانوسیم ها با تغییر شرایط ساخت قالب قابل کنترل است. تحت شرایط آندایز مناسب، فیلم اکسیدی بدست آمده دارای حفره های شش ضلعی منظم از مجراهای موازی و تقریبا استوانه ای است [۲]. قالب آلومینای آندی متخلخل که به دو روش جریان

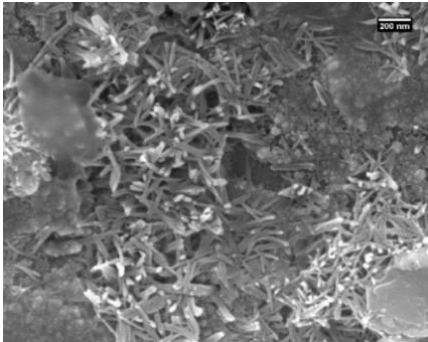




شکل ۱: تصویر طیف پراش اشعه X

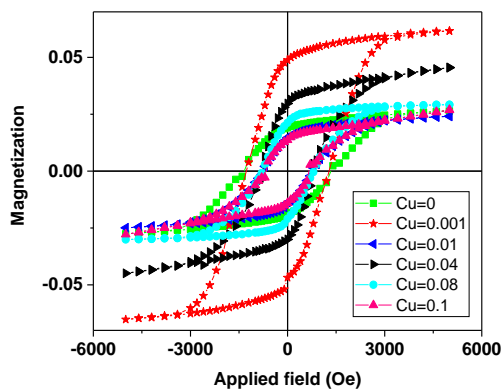
### ۳- بحث و نتیجه گیری

شکل ۱ تصویر پراش اشعه X (XRD) از نانوسیمها را نشان می دهد. شکل ۲ تصویر SEM از نانوسیمها (پس از خارج شدن آنها از قالب AAO) با قطر تقریبی ۲۵ نانومتر و طول چند میکرومتر را نشان می دهد.



شکل ۲: تصویر SEM از نانوسیمهای ساخته شده آلیاژی کبالت-مس

حلقه‌های پسماند برای هر نمونه نانوسیم درون قالب با اعمال میدان در امتداد نانوسیمها بدست آمد. نتایج اندازه‌گیری‌های مغناطیسی شامل وادارندگی، نسبت مربعی حلقه پسماند در شکل ۳ نشان داده شده است کوچک شدن مساحت حلقه بدلیل کاهش مغناطش اشباع نانوسیمها با اضافه کردن ماده غیر مغناطیسی مس می باشد.



شکل ۳: منحنی حلقه‌های پسماند برای نانوسیمها در غلظت‌های مختلف

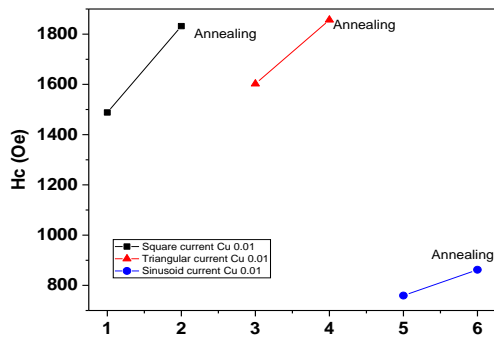
برای شروع از اکسید آلومینا آندی به عنوان قالب برای سنتز آرایه نانوسیم‌های آلیاژی CoCu استفاده شد که توسط فرآیند آندایز دو مرحله ای بهینه شده، همان گونه که در مقالات گزارش شده، آماده شدند [۱، ۱۵]. ورقه‌های آلومینیوم با خلوص بسیار بالا (۹۹.۹۹٪) و ضخامت ۳ میلی‌متر در مخلوط اسید پرکلریک و اتانول به نسبت ۱ به ۴ تحت عمل الکتروپولیش به صورت بهینه قرار گرفتند. سپس تحت فرآیند آندایز مرحله اول در ولتاژ DC ثابت ۲۵ ولت در دمای ۴ درجه سانتیگراد در محلول آبی ۰.۳ مولار اسید سولفوریک به مدت ۷ ساعت قرار گرفتند. پس از آن حفرات حاصل شده توسط مخلوط ۰.۵ مولار اسید فسفریک  $H_3PO_4$  و ۰.۳ مولار کروم تری اکسید  $CrO_3$  در دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد در مدت زمان متناسب با آندایز مرحله اول حل شدند. نهایتاً آندایز دوم در شرایطی کاملاً مشابه با شرایط آندایز اولیه انجام می شود. مدت زمان این فرآیند ۳۰ دقیقه می‌باشد. در پایان آندایز دوم با نازک‌سازی لایه سدی قالب برای تهیه نانوسیمها آماده می‌شود [۶]. آرایه نانوسیم‌های CoCu خودآرا با آرایش هگزاگونالی با قطر ۲۵ نانومتر با بکارگیری دو الکتروود استاندارد (قالب AAO به عنوان الکتروود و صفحه پلاتین) و استفاده از منبع تغذیه متناوب با موج سینوسی و دامنه ولتاژ ۱۵ ولت و فرکانس ۲۰۰ هرتز به مدت ۳ دقیقه ساخته شدند. الکتروولیت شامل حمام آبی غلظت‌های مختلف نمک‌های سولفات کبالت و مس ( $CoSO_4$  و  $CuSO_4$ ) مطابق جدول شماره ۱ و همچنین بوریک اسید  $H_3BO_3$  بعنوان بافر کننده می‌باشد. پس از ساخت نانوسیمها برای بررسی اثر تابکاری نانوسیمها تا دمای  $450^\circ C$  تحت اتمسفر گاز آرگون - هیدروژن به مدت ۲۰ دقیقه، تابکاری شده و سپس به آرامی در همان اتمسفر تا دمای اتاق سرد شدند. برای مشخصه‌یابی و مطالعه مورفولوژی نانو حفرات و آرایه نانوسیمها، از تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری (SEM) استفاده شد. برای بررسی خواص مغناطیسی نمونه‌ها منحنی‌های پسماند مغناطیسی، مغناطیس سنج گرادیان نیروی متناوب (AGFM) مورد ارزیابی قرار گرفتند [۴، ۱۵].

جدول ۱: مواد و غلظت مواد محلول الکتروولیت

نام نمک	مولاریته
$CoSO_4 \cdot 7H_2O$	۰.۲M
$CuSO_4 \cdot 5H_2O$	$M(0.0001, 0.001, 0.004, 0.008, 0.01)$
$H_3BO_3$	۳۰ gr/li

2.





شکل ۵: نمودار تغییرات میدان وادارندگی با تغییر شکل موج در الکتروانباشت نانوسیم  $Co_{0.2}Cu_{0.01}$

جدول ۲: آنالیز طیف سنجی اتمی در غلظت های مختلف مس

Sample name	% Cu	% Co
	in nanowire	in nanowire
0.001 Cu	% 12	% 88
0.01 Cu	% 36	% 64
0.08 Cu	% 52	% 48
0.1 Cu	% 58	% 42

#### ۴- نتیجه گیری

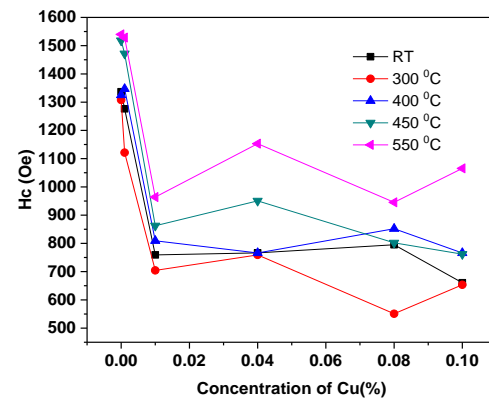
در این تحقیق قالب آلومینای نظم یافته شامل حفره هایی به قطر ۲۵ نانومتر و فاصله بین حفره های ۵۰ نانومتر به طول چندین میکرومتر ساخته شدند. نانوسیم های کبالت و آلیاژهای کبات مس با روش الکتروانباشت متناوب درون قالب آلومینا ساخته شده اند. خواص مغناطیس نانوسیم ها در امتداد نانوسیم ها کاهش وادارندگی و نسبت مربعی را با افزایش ناخالصی مس نشان می دهد. با تابکاری نانوسیم ها در گاز بی اثر وادارندگی نانوسیم های کبالت- مس افزایش قابل توجه- ای دارند. نانوسیم ها در شکل موج های مختلف انباشت در نهایت میزان تغییرات وادارندگی نانوسیم ها با تغییر شکل موج الکتروانباشت بررسی شد.

#### مرجع ها

[1] M. Najafi, P. Amjadi, and Z. Alemipour, "Fabrication and magnetic properties of ordered  $Co_{100-x}Pb_x$  nanowire arrays electrodeposited in AAO templates: Effects of annealing temperature and frequency," *Journal of Materials Research*, vol. 32, no. 6 (2017), 1177-1183,

[2] Z. Liu, P. C. Chang, C. C. Chang, E. Galaktionov, G. Bergmann, and J. G. Lu, "Shape anisotropy and magnetization modulation in hexagonal cobalt nanowires," *Advanced Functional Materials*, vol. 18, no. 10 (2008) 1573-1578.

در همه این نانوسیم ها با درصدهای مختلف مس ناهمسانگردی شکلی در راستای نانوسیم ها اثر غالب در مغناطش آنها می باشد و محور آسان مغناطش در امتداد نانوسیم ها قرار دارد. به منظور بهبود خواص مغناطیسی، نمونه ها تابکاری شدند. همانطور که مشاهده می شود وادارندگی نمونه ها بعد از تابکاری افزایش یافته است. با تابکاری نمونه و سرد شدن نمونه به آرامی پس از تابکاری ساختار بلوری نمونه بهبود یافته است. بی نظمی و در رفتگی های ساختار بلوری که در هنگام انباشت سریع نانوسیم بوجود آمده بود با تابکاری کمتر شده است. وادارندگی نانوسیم ها قبل و بعد از تابکاری نانوسیم ها در شکل شماره ۴ نشان داده شده است. وادارندگی نمونه با اضافه شدن ناخالصی مس از  $1337 \text{ Oe}$  تا  $660 \text{ Oe}$  کاهش می یابد.



شکل ۴: میدان وادارندگی نانوسیم های  $Co_{0.2}Cu_x$  قبل از تابکاری و بعد از تابکاری در دماهای مختلف

کاهش وادارندگی با افزایش ناخالصی غیر مغناطیسی قبلا هم گزارش شده است [۱،۷]. با تابکاری نانوسیم های آلیاژی بدلیل رفع تنش های ساختاری نانوسیم ها وادارندگی از  $1308 \text{ Oe}$  برای کبالت خالص تا  $1541 \text{ Oe}$  برای آلیاژ کبالت مس افزایش می یابد. بنابراین عملیات حرارتی با کاهش تنش های موجود در نانوسیم ها منجر به افزایش میدان وادارندگی می شود. همچنین برای بررسی و تعیین مقدار مواد و ناخالصی ها در نانوسیم ها از طیف سنجی اتمی (AAS) در غلظت های مختلف مس استفاده شد که نتایج آن در جدول شماره ۲ آمده است. برای بررسی تأثیر شکل موج بر خواص مغناطیسی نانوسیم ها از نمونه  $Co_{0.2}Cu_{0.01}$  در محلول الکترولیت در فرکانس  $200 \text{ Hz}$  استفاده شد. این بررسی توسط سه نوع شکل موج انباشت سینوسی، مربعی و مثلثی انجام شد. شکل ۵ تغییرات وادارندگی با تغییر شکل موج انباشت نمونه ی قبل و بعد از تابکاری در دمای  $450^\circ\text{C}$  مورد بررسی قرار گرفت.

- [3] M. Najafi, "Influence of Composition, pH, Annealing Temperature, Wave Form, and Frequency on Structure and Magnetic Properties of Binary  $\text{Co}_{1-x}\text{Al}_x$  and Ternary  $(\text{Co}_{0.97}\text{Al}_{0.03})_{1-x}\text{Fe}_x$  Nanowire Alloys," *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 29, No. 9 (2016) 2461-2471.
- [4] J. García et al., "Magnetization reversal dependence on effective magnetic anisotropy in electroplated Co–Cu nanowire arrays," *Journal of Materials Chemistry C*, 3, No. 18 (2015) 4688-4697.
- [5] D. Reyes, N. Biziere, B. Warot-Fonrose, T. Wade, and C. Gatel, "Magnetic configurations in Co/Cu multilayered nanowires: evidence of structural and magnetic interplay," *Nano letters*, 16, No. 2 (2003) 1230-1236.
- [6] M. Najafi, et al, "Preparation of cobalt nanowires in porous aluminum oxide: Study of the effect of barrier layer" *Journal of Materials Research* , 27 (2012) 2382-2390.
- [8] Ahmad, N. et al, "Influence of voltage variation on structure and magnetic properties of  $\text{Co}_{1-x}\text{Sn}_x$  ( $X = 0.3-0.7$ ) nanowire alloys in alumina by electrochemical deposition ", *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, 123, No. 1 (2017), article number65.

Aug. 17-19, 2019

## مقایسه پارامترهای لیزری لازم برای انتقال جمعیت با روش گذار بی دررو تحریکی رامن در سیستم‌های خطی و غیر خطی

میر فضلی، سیده مهسا؛ سعادت‌نیاری، مقصود\*؛ شیرخانقاه، ناصر

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل

**چکیده:** پارامترهای لیزری لازم برای انتقال جمعیت در سیستم‌های سه تراز با روش گذار بی دررو تحریکی رامن، در سیستم‌های خطی و غیر خطی مقایسه شده است. برای این کار ابتدا گذار بی دررو تحریکی رامن در سیستم‌های سه تراز خطی و غیر خطی معرفی شده و به صورت عددی مطالعه شده است. در گذار بی دررو تحریکی رامن در سیستم‌های غیر خطی، عامل غیر خطی به صورت مرتبه دوم در نظر گرفته شده و روی فرکانس رابی پمپ اعمال شده است. در نهایت با مطالعه عددی بهره انتقال جمعیت نسبت به پارامترهای لیزری، شرایط لازم برای انتقال جمعیت در سیستم‌های خطی و غیر خطی با یکدیگر مقایسه شده‌اند.

**کلید واژه:** گذار بی دررو تحریکی رامن، شدت پالس لیزری، سیستم غیر خطی، انتقال جمعیت

## Comparison of Essential Laser Parameters to Population Transfer Using Stimulated Raman Adiabatic Passage in the Linear and Nonlinear Systems

Mirfazli, Seyyede Mahsa; Saadati-Niari, Maghsoud\*; Shirkhaghah, Naser

Department of Physics, Faculty of Science, University of Mohaghegh Ardabil, Ardabil, [m.saadati@uma.ac.ir](mailto:m.saadati@uma.ac.ir)

**Abstract** – Essential laser parameters to population transfer in three-level systems using stimulated Raman adiabatic passage in the linear and nonlinear systems is compared. For this purpose, stimulated Raman adiabatic passage in the linear and nonlinear three-level systems is introduced and numerically is studied. In the nonlinear stimulated Raman adiabatic passage, we consider the second-order nonlinearity that appears via the pump coupling. Finally, with the numerical study of population transfer efficiency with respect to the laser parameters, the necessary conditions to population transfer in the linear and nonlinear systems are compared.

**Keywords:** Stimulated Raman adiabatic passage, Laser pulse intensity, Nonlinear system, Population transfer

## ۱- مقدمه

همایلتونی سیستم در تقریب موج چرخان از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$H = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p(t) & 0 \\ \Omega_p^*(t) & 0 & \Omega_s(t) \\ 0 & \Omega_s^*(t) & 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

همایلتونی سیستم از معادله وابسته به زمان شرودینگر به صورت زیر تبعیت می‌کند:

$$i \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = H |\Psi(t)\rangle \quad (2)$$

که در رابطه بالا  $|\Psi(t)\rangle$  یک ماتریس ستونی از مرتبه سه می‌باشد. همچنین حالت‌های پایه به صورت زیر در نظر گرفته شده است.

$$|1\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ و } |2\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ و } |3\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

یکی از سه ویژه مقدار مربوط به همایلتونی رابطه (۱) برابر با صفر خواهد شد. ویژه حالت مربوط به ویژه مقدار صفر که حالت تاریک نامیده می‌شود از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$|D(t)\rangle = \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |3\rangle, \quad (4)$$

که در رابطه بالا  $\tan \theta = \frac{\Omega_p(t)}{\Omega_s(t)}$  می‌باشد. ویژگی مهم حالت

تاریک این است که شامل تراز تحریکی  $|2\rangle$  نمی‌شود. بر اساس قضیه بی دررو، اگر سیستم ابتدا در یکی از ویژه حالت‌های خود قرار داشته باشد و تحول زمانی همایلتونی سیستم تدریجی باشد، در این صورت سیستم در همان ویژه حالت خود باقی خواهد ماند. فرض می‌کنیم که سیستم ابتدا در تراز  $|1\rangle$  قرار داشته باشد و ترتیب پالسها غیر شهودی باشد، یعنی پالس استوکس بر پالس پمپ تقدم داشته باشد. در این صورت اگر شرایط گذار بی دررو برقرار باشد با توجه به رابطه (۴) جمعیت به صورت کامل از تراز  $|1\rangle$  به تراز  $|3\rangle$  بدون جمعیت دار شدن تراز تحریکی  $|2\rangle$  منتقل خواهد شد. به منظور بررسی عددی از پالسهای گوسین به صورت زیر استفاده می‌کنیم.

$$\Omega_p(t) = \Omega_0 \exp \left[ -\left( \frac{t-\tau}{T} \right)^2 \right], \quad (5\text{-الف})$$

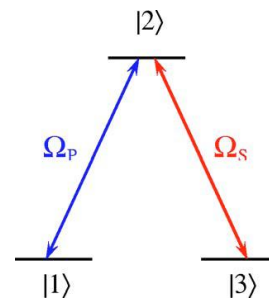
$$\Omega_s(t) = \Omega_0 \exp \left[ -\left( \frac{t+\tau}{T} \right)^2 \right], \quad (5\text{-ب})$$

که در رابطه بالا،  $\Omega_0$ ،  $T$  و  $\tau$  به ترتیب نشان دهنده دامنه بیشینه پالسها، پهنای پالسها و همچنین تاخیر زمانی بین پالسها می‌باشند. شکل ۲ نمودار تحول زمانی فرکانسهای رابی و

کنترل همدوس سیستم‌های اتمی و ملکولی با استفاده از میدان‌های لیزری، با توجه به کار برد آن در سیستم‌های مختلف، مانند بیناب سنجی با کیفیت بالا و یا نظریه اطلاعات کوانتومی [1]، از اهمیت زیادی برخوردار است. روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان [2-4]، یکی از روش‌های موثر برای انتقال جمعیت در اندرکنش لیزر با اتم‌های سه تراز می‌باشد. در این روش جمعیت از تراز زمینه اول به تراز زمینه دوم با استفاده از ترتیب پالس‌های غیر شهودی (استوکس مقدم بر پمپ) منتقل می‌شود. در برخی از کاربردهای فیزیکی مانند چگالش بوز-اینشتین (تولید ملکول از چند اتم)، اپتیک غیرخطی و هم‌چنین کنترل نورد موجبرهای جفت شده، لازم است که معادله شرودینگر در یک سیستم غیرخطی در نظر گرفته شود [5] که متفاوت از سیستم خطی است. در این مقاله روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان در سیستم‌های خطی و غیرخطی معرفی شده و شرایط انتقال جمعیت با استفاده از این دو روش در این سیستم‌ها بررسی می‌شود. برای گذار بی‌دررو تحریکی رامان در سیستم‌های غیر خطی، حالت غیرخطی مرتبه دوم در نظر گرفته می‌شود که در آن اثر غیرخطی روی پالس پمپ اعمال می‌شود. در نهایت شرایط پالس‌های لیزری شامل شدت و تاخیر زمانی پالس‌ها برای انتقال جمعیت در سیستم‌های خطی و غیر خطی به صورت عددی مطالعه شده و با یکدیگر مقایسه می‌شوند.

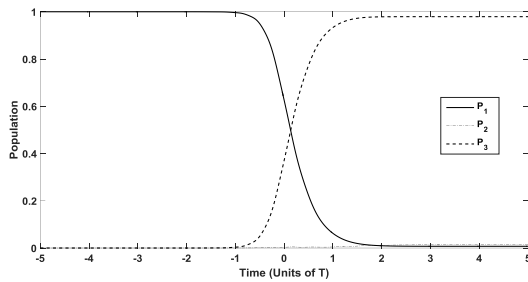
## ۲- گذار بی دررو تحریکی رامان در سیستم‌های

## خطی



شکل ۱: الگوی جفت شدگی یک سیستم سه تراز  $\Lambda$ -گونه در اندرکنش با دو پالس لیزری پمپ و استوکس.

اندرکنش یک اتم سه تراز  $\Lambda$ -گونه با دو پالس لیزری پمپ و استوکس را مطابق شکل ۱ در نظر می‌گیریم که در آن  $\Omega_p$  نشان دهنده فرکانس رابی مربوط به پالس پمپ و  $\Omega_s$  نشان دهنده فرکانس رابی مربوط به پالس استوکس می‌باشد. در اینجا فرض می‌کنیم که فرکانسهای مربوط به پالسهای لیزری در حالت تشدید کامل با فرکانسها مربوط به گذارهای بوهر باشند.



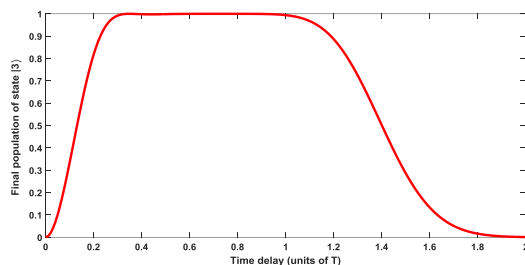
شکل ۳: نمودار تحول زمانی جمعیت ترازها در یک سیستم غیر خطی که بر اساس حل عددی معادله (۶) و بر اساس پارامترهای شکل ۲ رسم شده است.

در ادامه می‌خواهیم شرایط مربوط به پارامترهای لیزری برای انتقال جمعیت با روش گذار بی دررو تحریکی رامان در سیستمهای خطی و غیر خطی را با یکدیگر مقایسه کنیم.

#### ۴- محدوده تاخیر زمانی و شدت پالسهای لیزری

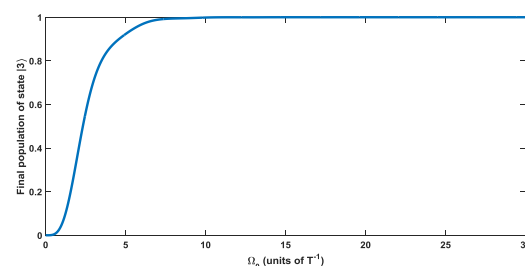
##### برای انتقال جمعیت در سیستمهای خطی

شکل ۴ جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  را نسبت به تاخیر زمانی پالسها  $\tau$  برای گذار بی دررو تحریکی رامان در سیستم خطی را نمایش می‌دهد که برای پارامتر ثابت  $\Omega_0 = 20T^{-1}$  رسم شده است. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود در محدوده تاخیر زمانی  $0.3T \leq \tau \leq 1.1T$  جمعیت به صورت کامل به تراز  $|3\rangle$  منتقل شده است.

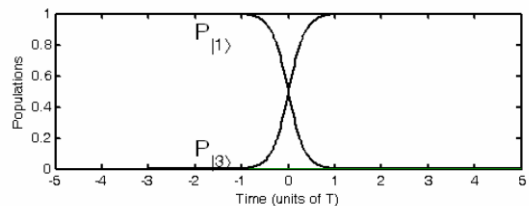
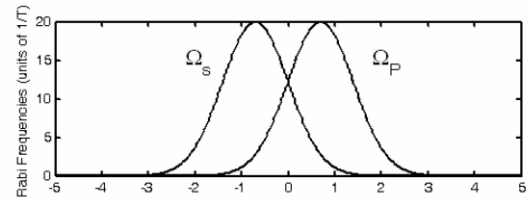


شکل ۴: جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  نسبت به تاخیر زمانی پالسها برای گذار بی دررو تحریکی رامان در یک سیستم خطی که برای پارامتر ثابت  $\Omega_0 = 20T^{-1}$  رسم شده است.

شکل ۵ جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  را نسبت به دامنه بیشینه  $\Omega_0$  نمایش می‌دهد که برای پارامتر ثابت  $\tau = 0.7T$  رسم شده است. مشاهده می‌شود وقتی که  $\Omega_0 \geq 7T^{-1}$  باشد انتقال کامل جمعیت به تراز  $|3\rangle$  صورت می‌گیرد.



همچنین جمعیت ترازها را برای گذار بی دررو تحریکی رامان نمایش می‌دهد. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود، با استفاده از این روش، جمعیت به صورت کامل از تراز  $|1\rangle$  به تراز  $|3\rangle$  منتقل شده است.



شکل ۲ بالا: نمودار تحول زمانی فرکانسهای رابی. پایین: نمودار تحول زمانی جمعیت ترازها که بر اساس  $\tau = 0.7T, \Omega_0 = 20T^{-1}$  رسم شده است.

#### ۳- گذار بی دررو تحریکی رامان در سیستمهای

##### غیر خطی

در این بخش می‌خواهیم روش گذار بی دررو تحریکی رامان را در یک سیستم غیر خطی بررسی کنیم. برای این منظور حالت غیر خطی مرتبه دوم را در نظر می‌گیریم و فرض می‌کنیم که حالت غیر خطی بر روی فرکانس رابی پمپ اعمال شده باشد. معادله شرودینگر برای چنین سیستمی به صورت زیر خواهد بود [5].

$$i \begin{pmatrix} \dot{c}_1(t) \\ \dot{c}_2(t) \\ \dot{c}_3(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & c_1^*(t)\Omega_p(t) & 0 \\ c_1(t)\Omega_p(t) & 0 & \Omega_S(t) \\ 0 & \Omega_S(t) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \\ c_3(t) \end{pmatrix} \quad (6)$$

در رابطه بالا فرکانسهای پالس لیزری در حالت تشدید کامل با فرکانسهای گذار اتمی قرار دارند. ماتریس مربعی که در سمت راست رابطه (۶) ظاهر شده است متفاوت از هامیلتونی مربوط به رابطه (۱) است ولی معمولاً برای انتقال جمعیت از ترتیب پالس مشابه با روش گذار بی دررو تحریکی رامان برای انتقال جمعیت استفاده می‌شود. به منظور بررسی عددی، از پارامترهای لیزری مشابه با شکل ۲ استفاده می‌کنیم. شکل ۳ تحول زمانی جمعیت ترازها در یک سیستم غیر خطی و بر اساس پارامترهای شکل ۲ را نمایش می‌دهد.

شکل ۷ جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  نسبت به دامنه بیشینه پالسها برای گذار بی دررو تحریکی رامان در یک سیستم غیر خطی که برای پارامتر ثابت  $\tau = 0.7T$  رسم شده است.

## ۶- نتایج

در این مقاله گذار بی دررو تحریکی رامان در سیستمهای خطی و غیر خطی معرفی شد و بازده انتقال جمعیت به ازای تاخیر زمانی و دامنه بیشینه مختلف پالسها در هر دو سیستم به صورت عددی مطالعه گردید. مشاهده شد که در سیستمهای خطی می توان جمعیت را به صورت کامل از تراز  $|1\rangle$  به تراز  $|3\rangle$  منتقل کرد ولی انتقال کامل جمعیت در سیستم غیر خطی صورت نمی گیرد. در گذار بی دررو تحریکی رامان در سیستمهای خطی در حالتی که  $0.3T \leq \tau \leq 1.1T$  و  $\Omega_0 \geq 7T^{-1}$  باشد، انتقال کامل جمعیت صورت می گیرد. در سیستمهای غیر خطی در محدوده تاخیر زمانی  $\tau \leq 0.5T$  انتقال جمعیت، ناقص و نامنظم است. ولی در بازه زمانی حدود  $0.5T < \tau < 1.3T$  جمعیت با بازده بسیار بالایی به تراز سوم منتقل می شود. همچنین در حالتی  $\Omega_0 \geq 7T^{-1}$  باشد انتقال جمعیت با بهره بالایی به تراز  $|3\rangle$  صورت می گیرد.

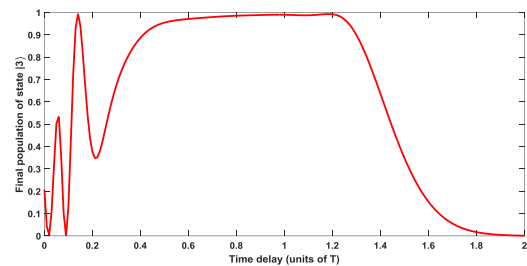
## مراجع

- [1] M.A. Nielsen, I.L. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000).
- [2] Gaubatz, U., Rudecki, P., Schieman, S., Bergmann, K.: opulation transfer between molecular vibrational levels by stimulated Raman cattering with partially overlapping laser fields. A new concept and experimental results. J. Chem. Phys. **92**(9), 5363–5376 (1990).
- [3] Bergmann, K., Vitanov, N.V., Shore, B.W.: Perspective: stimulated Raman adiabatic passage-the status after 25 years. J. Chem. Phys. **142**(17), 170901 (2015).
- [4] Vitanov, N.V., Rangelov, A.A., Shore, B.W., Bergmann, K.: Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond. Rev. Mod. Phys. **89**(1), 015006 (2017).
- [5] Dorier, V. et. Al: Nonlinear Stimulated Raman Exact Passage by Resonance-Locked Inverse Engineering. Phys. Rev. Lett. **119**, 243902 (2017).

شکل ۵: جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  نسبت به دامنه بیشینه پالسها برای گذار بی دررو تحریکی رامان در یک سیستم خطی که برای پارامتر ثابت  $\tau = 0.7T$  رسم شده است.

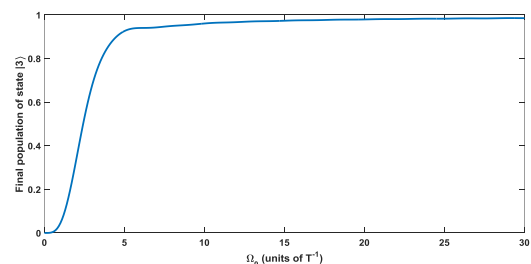
## ۵- محدوده تاخیر زمانی و شدت پالسهای لیزری برای انتقال جمعیت در سیستمهای غیر خطی

شکل ۶ جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  را نسبت به تاخیر زمانی پالسها  $\tau$  برای گذار بی دررو تحریکی رامان در سیستم غیر خطی نمایش می دهد که برای پارامتر ثابت  $\Omega_0 = 20T^{-1}$  رسم شده است. همانطور که در شکل مشاهده می شد در محدوده تاخیر زمانی  $\tau \leq 0.5T$  انتقال جمعیت، ناقص و نامنظم است. ولی در بازه زمانی حدود  $0.5T < \tau < 1.3T$  جمعیت با بازده بسیار بالایی به تراز سوم منتقل شده است. ذکر این نکته ضروری به نظر می رسد که با توجه به اینکه سیستم غیر خطی است، بنابراین بازده انتقال جمعیت در هیچ بازه های برابر یک نخواهد شد.



شکل ۶: جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  نسبت به تاخیر زمانی پالسها برای گذار بی دررو تحریکی رامان در یک سیستم غیر خطی که برای پارامتر ثابت  $\Omega_0 = 20T^{-1}$  رسم شده است.

شکل ۷ جمعیت نهایی تراز  $|3\rangle$  را نسبت به دامنه بیشینه  $\Omega_0$  در سیستم غیر خطی نمایش می دهد که برای پارامتر ثابت  $\tau = 0.7T$  رسم شده است. مشاهده می شود وقتی که  $\Omega_0 \geq 7T^{-1}$  باشد جمعیت با بهره بالایی به تراز  $|3\rangle$  صورت می گیرد ولی بر خلاف حالت خطی در هیچ حالتی جمعیت تراز سوم برابر یک نمی شود.





Aug. 17-19, 2019

## مقایسه ویژگی های الکتریکی ساختارهای شاتکی (MS) Al /p-Si و Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) با استفاده از مشخصه یابی ولتاژ- جریان

زکیه حسینی<sup>۱\*</sup>، غلامرضا پیرقلی گیوی<sup>۲</sup>، یاشار عزیزبان کلاندرق<sup>۳</sup>  
گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تبریز، تبریز، ایران  
گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری های نوین، دانشگاه فناوری های نوین سبلان، نمین، ایران  
گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران

**چکیده:** در این پژوهش دیودهای سد شاتکی (MS) Al /p-Si و (MPS) Al /CdS-PVP /p-Si به روش لایه‌نشانی چرخشی ساخته شده و تاثیر لایه پلیمری میانی بر روی خواص الکتریکی از طریق اندازه‌گیری مشخصه ولتاژ-جریان در دمای اتاق مورد بررسی قرار گرفته است. پارامترهای مهم الکتریکی از قبیل فاکتور ایده‌آلی (n)، ارتفاع سد در بایاس صفر ( $\Phi_{B0}$ )، جریان اشباع معکوس (IO)، مقاومت در بایاس مستقیم (RS) و میزان یکسوسازی (RR) هر دو دیود تعیین و باهم مقایسه شده‌اند. نرخ یکسوسازی و جریان نشستی در ولتاژ  $6 \pm V$  برای دیودهای MS و MPS به ترتیب برابر ۳۳،  $7 A \times 10^{-7}$  و  $105, 5.6 \times 10^{-8}$  بدست آمده است. مقدار مقاومت سری از طریق قانون اهم برای دیودهای MS و MPS برابر  $3.3 k\Omega$  و  $7.2 k\Omega$  محاسبه شده است. همچنین مقدار مقاومت سری و ارتفاع سد شاتکی از طریق روش نورده بدست آمده و با نتایج حاصل از روش I-V مقایسه شده است. نتایج بدست آمده از هر دو روش نشان می‌دهد که وجود لایه حاوی نانوساختار کادمیم سولفید موجب افزایش کارایی و یکسوسازی دیود شاتکی فلز-نیمرسانا شده است.

**کلید واژه:** دیود شاتکی، سولفید کادمیوم، خواص الکتریکی، مشخصه جریان-ولتاژ، روش نورده

## Comparison of the Electrical Properties of Al /p-Si (MS) and Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) Schottky Structures Using I-V Characterization

Zakieh hosseini<sup>1\*</sup>, Gholamreza Pirgholi-Givi<sup>2</sup>, Javad Amiri<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Maragheh Branch, Islamic Azad University, Maragheh, Iran.

<sup>2</sup>Department of Physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran.

<sup>3</sup>Department of Physics, University of Guilan, Rasht, Iran

<sup>3</sup>Department of Physics, Maragheh Branch, Islamic Azad University, Maragheh, Iran.

**Abstract-** In this research Al /p-Si (MS) and Al /CdS-PVP /p-Si (MPS) have been prepared by spin coating method and two effect of polymeric layer on the electrical properties of two structures have been investigated by I-V method in room temperature. Some important electrical parameters such as ideality factor (n), barrier height in zero bias ( $\Phi_{B0}$ ), reversed saturation current ( $I_0$ ), resistivity in forward bias ( $R_s$ ) and the rectifying ratio (RR) have been determined and compared rectifying current in  $\pm 6 V$  for MS and MPS structures are estimated was 33,  $1.2 \times 10^{-7} A$  and 105,  $5.6 \times 10^{-8}$  and amount of series resistance using ohm law and reported as  $3.3 k\Omega$  and  $7.2 k\Omega$ . Also, the amount of series resistance and Schottky barrier height have been driver using Norde method and the results have been compared by I-V method. The obtained results from two methods shows the exitance of the polymeric layer contain of cadmium sulfide nanostructures increases the performance and rectification of the metal-semiconductor Schottky structures.

**Keywords:** Schottky diode, cadmium sulfide, electrical properties, current voltage characteristics, Norde method.

## ۱- مقدمه

آنگستروم) در محدوده ۸۰-۱۰۰ $\theta$  ثبت شده است. اندازه‌گیری I-V توسط دستگاه (KEITHLEY (2450 Source Meter) انجام شده است.

## ۳-۲- تهیه نانوساختار اکسیدنقره

مقادیر ۱۰ سی‌سی از محلولهای ۰٫۲ مولار کادمیم سولفید و کادمیم استات تهیه شده و باهم ترکیب شدند. سپس با استفاده از محلول هیدروکسید سدیم ۰٫۲ مولار pH محلول به ۱۲ رسانده شده و به مدت ۱۵ دقیقه تحت تابش امواج فراصوت قرار گرفت. محلول نهایی بعد از ۵ با شستشو با آب مقطر و فیلتراسیون، در دمای اتاق خشک شد.

## ۴-۲- فرآیند ساخت دیود Al / CdS:PVP / p-Si (MIS)

ساختار شاتکی Al / CdS-PVP / p-Si بر روی تک بلور ویفر سیلیکون آلابیده شده با بور B-doped (p-Si) در امتداد (۱۰۰)، با ضخامت ۳۰۰ میکرومتر و مقاومت  $10^{-1}$  cm.Ω سانتی متر ساخته شده است. قبل از ساخت، ویفر p-Si توسط محلول استون ۵۵ با دمای درجه سانتی‌گراد استون پاک شده و سپس با متانول و آب مقطر شستشو داده شد. سپس ویفر p-Si در محلول ۷۰ درجه سانتی‌گراد با محلولهای H<sub>2</sub>O، H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> و NH<sub>4</sub>OH به نسبت (۱۳:۱۳:۶۵) تمیز شد. در نهایت، ویفر p-Si با استفاده از یک محلول HF: H<sub>2</sub>O با نسبت (۱:۲۴) و بعد از آن با آب مقطر شسته شد. پس از آن ویفر سیلیکونی درون محفظه لایه‌نشانی قرار گرفت. لایه از آلومینیوم (۹۹.۹۹۹٪) با ضخامت ۱۰۰۰ آنگستروم روی سطح پستی ویفر سیلیکونی تحت فشار ۱۰<sup>-۶</sup> تور (Torr) برای ایجاد یک تماس اهمی مناسب به روش اسپاترینگ لایه نشانی شد. پس از شکل‌گیری تماس اهمی، کامپوزیت آماده

CdS-PVP به ضخامت ۱۰۰ نانومتر روی سطح جلویی ویفر سیلیکونی با استفاده از روش لایه‌نشانی چرخشی لایه‌نشانی شد. در نهایت، لایه‌ای از آلومینیوم با خلوص بالا به قطر ۱٫۲ میلی‌متر و ضخامت ۱۰۰ نانومتر بر روی لایه پلیمری میانی لایه‌نشانی شد.

## ۳-۳- بحث و نتایج

## ۱-۳- نتایج پراش پرتو ایکس

مشخصه‌یابی ساختاری نانوساختار کادمیم سولفید تهیه شده به روش فراصوت، با استفاده از الگوی پراش پرتو ایکس صورت گرفت که در شکل (۱) آمده است. قله‌های پراش ظاهر شده (۱۱۱)، (۲۲۰)، (۳۱۱) و (۳۳۱) در شکل (۱) در توافق با داده‌های نظری کارت استاندارد (ICSD ۷۵-۰۵۸۱) مربوط نانوساختار کادمیم سولفید با ساختار بلوری مکعبی می‌باشند [۷].

طیف گسترده‌ای از خواص الکترونیکی و نوری مواد ارگانیک آنها را نامزد مناسبی برای استفاده در فناوری مدرن می‌کند. همچنین تکنیک‌های ساخت دستگاه‌های مبتنی بر مواد آلی در مقایسه با ماده معدنی نسبتاً ساده و ارزان می‌باشد.

در سالهای اخیر خواص الکترونیکی و فوتوالکترونیک دستگاه‌های فلز-نیمرسانا (MS) که با استفاده از یک لایه آلی میانی به دست می‌آیند، به عنوان سلول‌های فتوولتائیک، فوتودیودها و دیودهای شاتکی مورد مطالعه گسترده محققین قرار گرفته است [۴-۱]. یک لایه دو قطبی به دلیل انتقال بار در سراسر لایه، توزیع مجدد ابر حامل، واکنش‌های شیمیایی در فصل مشترک و سایر بازتوزیع بار الکترونیکی، در فصل مشترک فلز-نیمرسانا بوجود می‌آید [۵].

کمپن<sup>۲۸</sup> و همکاران [۶] استفاده از فیلم نازک آلی در فصل مشترک فلز-نیمرسانا به عنوان یک لایه دو قطبی کنترل شده را گزارش کرده و نشان دادند که وجود لایه نازک آلی بر روی نیمرسانای معدنی می‌تواند ارتفاع موثر سد شاتکی را افزایش یا کاهش دهد. این لایه نازک آلی بین فلز و نیمرسانا همچنین بر چگالی حالات میانی، اصلاح برخی ویژگیهای این قطعات تاثیر گذاشته و دیودهای فلز-نیمرسانا را به فلز-علیق-نیمرسانا (MIS) تبدیل می‌کند [۴-۶].

در این تحقیق تاثیر لایه پلیمری پی‌وی‌پی (PVP) حاوی نانوساختارهای کادمیم سولفید (CdS) بر ویژگیهای الکترونیکی دیود شاتکی فلز-نیمرسانا (Al / p-Si) از طریق روشهای ولتاژ-جریان و روش نورده مورد بررسی و مقایسه قرار گرفته است. نتایج بدست آمده نشان داده‌اند که حضور لایه پلیمری میانی موجب بهبود کارایی دیود و افزایش یکسوسازی آن شده است.

## ۲- روش تجربی

## ۱-۲- مواد مورد استفاده

برای تهیه نانوساختار کادمیم سولفید از پیش ماده‌های سولفید سدیم (Na<sub>2</sub>S.9H<sub>2</sub>O)، کادمیم استات با خلوص (۹۹٪) Rankem (Cd(CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub> · 2H<sub>2</sub>O) خریداری شده از شرکت Merck آلمان و آب دو بار تقطیر استفاده شده است.

## ۲-۲- ابزار و دستگاه‌های مورد استفاده

در تهیه نانوساختار کادمیم سولفید از دستگاه اولتراسونیک ساخت ایران شرکت فاین نصیر استفاده شده است. الگوهای پراش اشعه‌ی ایکس با دستگاه Philips (X-Pro) (ساخت هلند) با اسکن ۱°/min و منبع تولید اشعه‌ی ایکس Cu-Kα (طول موج ۱٫۵۴

بدست آمده از روش مشخصه I-V پارامترهای اصلی دیود مانند فاکتور ایده آلی (n)، ارتفاع سد در بایاس صفر ( $\Phi_{B0}$ )، جریان اشباع ( $I_0$ )، مقاومت در بایاس مستقیم ( $R_s$ ) و میزان یکسوسازی (RR) در جدول (۱) آمده است.

جدول (۱): پارامترهای اصلی بدست آمده از نمودار I-V دیودهای

MIS و MS

دیود	$I_0$ (nA)	N	$\Phi_{B0}$ (eV)	$R_s$ (k $\Omega$ )	RR
MS	۱۲۰	۲/۷	۰/۶۸	۳/۳	۳۳
MIS	۵۶	۲/۸	۰/۷۰	۷/۲	۱۰۵

همانطور که از نتایج جدول (۱) مشاهده می‌شود حضور لایه پلیمری در فصل مشترک دیود شاتکی فلز-نیمرسانا موجب کاهش جریان نشتی و افزایش ارتفاع سد، نرخ یکسوسازی و مقاومت سری شده است. به عبارت دیگر لایه پلیمری میانی موجب بهبود کارایی دیود و افزایش یکسوسازی آن شده است. رابطه بین جریان و ولتاژ اعمالی مطابق تئوری نشر ترمویونی بصورت زیر بیان می‌شود [۹]:

$$I = AA^* \exp\left(-\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{q(V-IR_s)}{nkT}\right) - 1\right] \quad (1)$$

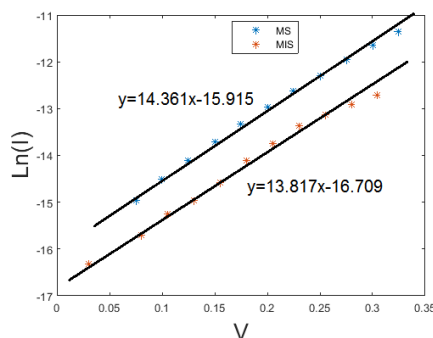
که در اینجا  $A^*, A, V, I, q, k, T$  به ترتیب دمای مطلق، ثابت بولتزمن، بار الکتریکی، جریان، ولتاژ اعمالی، مساحت سطح تماس و ثابت ریچاردسون می‌باشد. جریان معکوس اشباع را می‌توان از عرض از مبدا قسمت خطی منحنی  $\ln(I)-V$  در بایاس صفر بدست آورد:

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right) \quad (2)$$

فاکتور ایده آلی n بصورت مقدار انحراف اطلاعات I-V تجربی از تئوری ترمویونی ایده آل تعریف می‌شود و از شیب قسمت خطی نمودار  $\ln(I)-V$  در رابطه (۱) بصورت زیر بدست می‌آید.

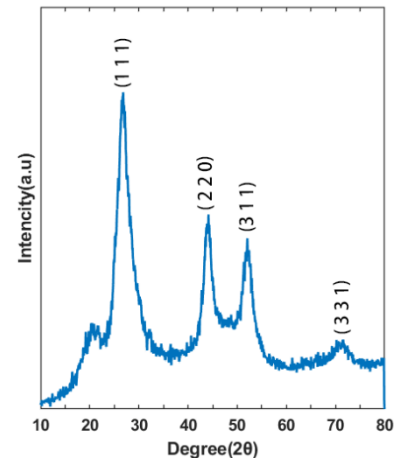
$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d(\ln I)}\right) \quad (3)$$

نمودار  $\ln(I)-V$ ، شیب و عرض از مبدا آن برای هر دو دیود در شکل (۲) آمده است.



شکل (۲): شیب و عرض از مبدا نمودار  $\ln(I)-V$  هر دو دیود.

مقاومت سری ( $R_s$ ) و ارتفاع سد در بایاس صفر ( $\Phi_{B0}$ ) از پارامترهای مهم دیودهای شاتکی می‌باشند که روشها و مدل‌های مختلفی برای محاسبه آنها وجود دارد. یکی از روشهای محاسبه پارامترهای مذکور



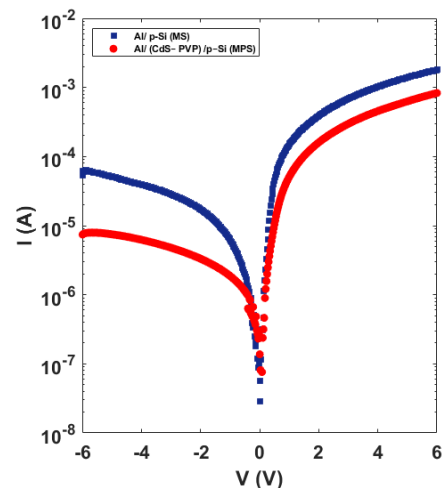
شکل ۱: الگوی پراش پرتو ایکس مربوط به نانوساختارهای کادمیم سولفید.

اندازه میانگین نانوبلورک‌های کادمیم سولفید به کمک رابطه دبای-شرر برابر ۶ نانومتر بدست آمده است.

## ۲-۳- خواص الکتریکی

نمودار نیمه لگاریتمی I-V بایاس مستقیم و معکوس دیودهای MS و MIS در شکل (۲) آمده است. همانطور که از شکل (۲) مشاهده می‌شود مقدار نرخ یکسوسازی (RR) برای دیود MS برابر ۳۳ و مقدار آن برای دیود MIS برابر ۱۰۵ می‌باشد. بوضوح مشاهده می‌شود که قسمت بایاس مستقیم نمودار I-V هر دو دیود در بایاس ولتاژهای بالا از حالت خطی انحراف دارد که ناشی از مقاومت سری ( $R_s$ ) و لایه پلیمری میانی می‌باشد. همچنین در قسمت بایاس معکوس، جریان با افزایش ولتاژ بدون هیچ اشباعی برای هر دو دیود افزایش می‌یابد. چنین رفتار

غیر-اشباع در جریان معکوس مربوط به نیروی تصویری کاهنده ارتفاع سد شاتکی و حضور لایه پلیمری میانی می‌باشد [۸-۹].



شکل (۲): نمودار بایاس مستقیم و معکوس I-V دیودهای MS و MIS.

پارامتر بعدی حساس به لایه میانی، جریان نشتی ( $I_0$ ) می‌باشد که مقدار آن برای دیود MIS برابر کوچکتر از دیود MS می‌باشد. مقادیر

بوده و نشان دادند که لایه پلیمری میانی موجب بهبود کارایی و افزایش کارایی دیود فلز-نیمرسانا شده است.

### مراجع

- [1] U. Aydemir, I. Tascioglu, S. Altindal and I. Uslu, "A detailed comparative study on the main electrical parameters of Au/n-Si and Au/PVA:Zn/n-Si Schottky barrier diodes," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 16, pp. 1865–1872, August 2013.
- [2] C. Bilkan, S. Zeyrek, S. E. San and S. Altindal, "A compare of electrical characteristics in Al/p-Si(MS) and Al/C20H12/p-Si (MPS) type diodes using current-voltage (I-V) and capacitance-voltage (C-V) measurements," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 32, pp. 137–144, January 2015.
- [3] K. Akkılıc and F. Yakuphanoglu, "Temperature dependent current-voltage (IV) characteristics of Au/n-Si (1 1 1) Schottky barrier diodes with PVA (Ni, Zn-doped) interfacial layer," *Microelectron*, vol. 85, pp. 1826, 2008.
- [4] F. Yakuphanoglu, "Analysis of interface states of metal-insulator-semiconductor photodiode with n-type silicon by conductance technique," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 141, pp. 383-389,
- [5] H. Frohne, "Doping of hole conducting polymers utilized to enhance polymer electronics," Ph.D. Dissertation, University of Cologne, Köln, Germany, pp. 89-94, 2004.
- [6] T. Kampen, A. Schuller, D.R.T. Zahn, B. Biel, J. Ortega, R. Perez and F. Flores, "Schottky contacts on passivated GaAs(1 0 0) surfaces: barrier height and reactivity," vol. 234, pp. 341-348, 2004.
- [7] H. Khallaf, I. O. Oladeji, G. Chai and L. Chow, "Characterization of CdS thin films grown by chemical bath deposition using four different cadmium sources," *Thin Solid Films*, vol. 21, pp. 7306-7312, 2008.
- [8] S. M. Ze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., Wiley & Sons, New York, NY, 1981, pp. 235-280.
- [9] S. Zeyrek, E. Acaroglu, S. Altindal, S. Birdogan and M. M. Bülbül, "The effect of series resistance and interface states on the frequency dependent C-V and G/w-V characteristics of Al/perylene/p-Si MPS type Schottky

روش نورده<sup>29</sup> می باشد. شکل تابع نورده  $F(V)$  بر حسب ولتاژ اعمالی عبارت است از [۱۰]:

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q} \left( \frac{I(V)}{A^*T^2} \right) \quad (4)$$

در این رابطه  $\gamma$  اولین عدد صحیح بزرگتر از  $n$  می باشد. نمودار وابستگی به ولتاژ تابع نورده دیودهای MS و MIS در شکل (۴) نشان داده شده است. مقدار  $R_s$  و  $\Phi_B$  را می توان از رابطه ۵ و ۶ بدست آورد [۱۱].

$$R_s = \frac{kT(\gamma-n)}{qI_{min}} \quad (5)$$

$$\Phi_B = F(V_0) + \frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (6)$$

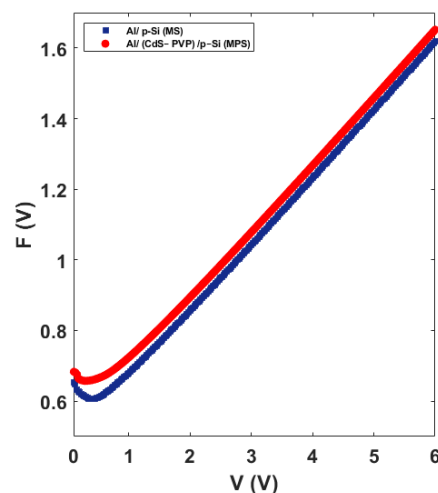
در این رابطه  $F(V_0)$  کمترین مقدار  $F(V)$  و  $V_0$  ولتاژ مربوط به آن می باشد. همچنین مقادیر مربوط به  $R_s$  و  $\Phi_B$  محاسبه شده از تابع نورده برای هر دو دیود در جدول ۲ آمده است.

جدول (۲): مقدار ارتفاع سد شاتکی و مقاومت سری بدست آمده

از روش نورده برای دیودهای MS و MIS.

دیود	$\Phi_{B0}(eV)$	$R_s(k\Omega)$
MS	۰/۶۵	۳/۱
MIS	۰/۶۹	۹/۵

از جدول ۲ مشاهده می شود که مقدار مقاومت سری و ارتفاع سد برای دیود MIS بیشتر از دیود MS می باشد که در توافق با نتایج بخش ۱-۷ می باشد.



شکل (۲): نمودار  $F(V)$ - $V$  دیودهای MS و MIS.

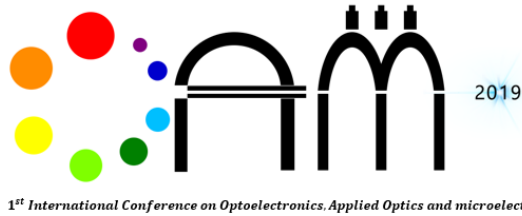
### ۴- نتیجه

در این تحقیق پارامترهای اصلی دیودهای شاتکی MS و MIS با لایه پلیمری حاوی نانوساختار کادمیم سولفید از دو روش I-V و روش نورده محاسبه شده و تاثیر حضور لایه پلیمری بر پارامترهای مذکور بررسی شده است. نتایج بدست آمده از هر دو روش در توافق کامل

barrier diodes," *Curr. Appl. Phys.*, vol. 13, pp. 1225-1230, 2013.

[10]H. Norde, "A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance," *Journal of Applied Physics*, vol. 50, pp. 50-52, 1979.

[11]A. A. M. Farag, A. Ashery, E. M. A. Ahmed and M. A. Salem," Effect of temperature, illumination and frequency on the electrical characteristics of Cu/p-Si Schottky diode prepared by liquid phase epitaxy," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 49, pp. 116-120, 2010.



Aug. 17-19, 2019

## طراحی حسگر زیستی فوتونیک کریستالی جهت تشخیص غلظت گلوکز

پریسا محمدی صادق آبادی<sup>۱\*</sup>، زهرا اعلائی<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup> دانشکده مهندسی برق-واحد نجف آباد-دانشگاه آزاد اسلامی نجف آباد-ایران

[alaie.zahra@yahoo.com](mailto:alaie.zahra@yahoo.com)

**چکیده:** در این مقاله به طراحی و شبیه‌سازی یک حسگر زیستی بر پایه‌ی کریستال فوتونی دوبعدی با استفاده از رزوناتور حلقه برای کنترل غلظت گلوکز پرداختیم. ویژگی‌های نوری رزونانس حلقه لوزی با استفاده از روش FDTD تحلیل و پیش‌بینی شده است. پارامترهای حساس در رزوناتور حلقه لوزی مشاهده می‌شود که به طور کامل بستگی به ضریب شکست‌های مواد مورد استفاده دارد. به همین ترتیب غلظت گلوکز را می‌توان تحت نظارت قرار داد. پارامترهای حساس تعیین شده مانند طول موج رزونانس حدود ۱۵۵۰ نانومتر، ضریب کیفیت ۱۴۹ و حساسیت بالاتر ۱۰۰۰ nm/RIU است.

**کلید واژه:** حسگر زیستی، کریستال فوتونی، گلوکز.

## Design a Biosensor based on Photonic Crystal for Detecting Glucose Density

Parisa mohammadi<sup>1</sup>, \*Zahra alaie<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Department of Electrical Engineering, Najafabad Branch, Islamic Azad University, Najafabad, Iran.

[mohammadi.parisa73@gmail.com](mailto:mohammadi.parisa73@gmail.com) , [alaie.zahra@yahoo.com](mailto:alaie.zahra@yahoo.com)

**Abstract** –In this paper, a 2D Photonic crystal based on biosensor using rhombic ring resonator is designed and simulated to control glucose concentrations. The optical characteristics of rhombic ring resonator is analyzed and predicted by Finite Difference Time Domain (FDTD) method. The sensing parameters are observed in the rhombic ring resonator which are completely depends on the refractive indices of the material used. Thereby the concentrations of glucose can be monitored. The determined sensing parameters such as resonant wavelength is about 1550 nm, quality factor is of 149, higher sensitivity of 1000nm/RIU is also achieved.

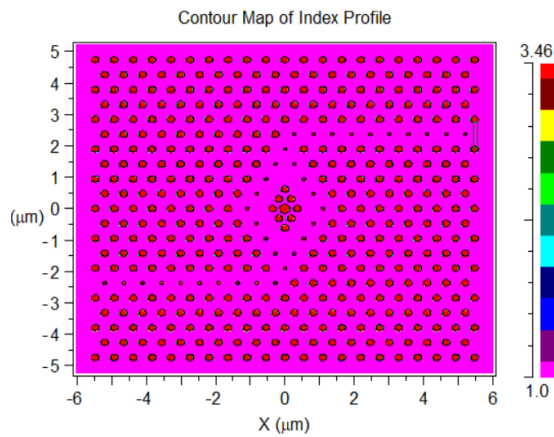
**Keywords:** Biosensor, Photonic Crystal, glucose



کریستال فوتونی سیلیکون یک بعدی با نقص هوا استفاده می کند که حساسیت ۱۱۸ نانومتری واحد ضریب شکست را نشان می دهد [۶].

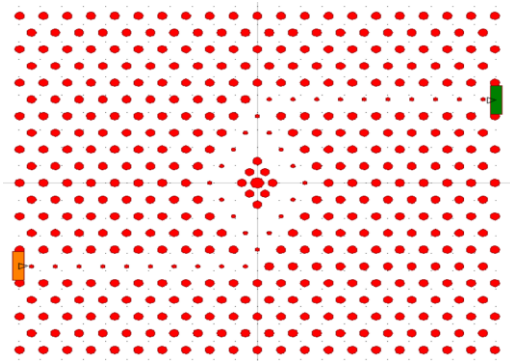
## ۲- طراحی حسگر زیستی گلوکز

برای طراحی و شبیه سازی سنسور زیستی پیشنهادی از Rsoft، که یک نرم افزار شبیه سازی عددی مبتنی بر الگوریتم FDTD است، استفاده شده است. ساختار بیوسنسور مبتنی بر کریستال فوتونی طراحی شده با استفاده از رزوناتور حلقه لوزی که شامل یک آرایش شش ضلعی از میله های سیلیکون دایره ای است که در بستر هوا قرار می گیرد (شکل (۱)). در شبکه شش ضلعی، تعداد کل میله ها در جهت X و Z به ترتیب ۲۱ و ۲۱ است. شعاع میله ها ۱۰۵ نانومتر و ۵۰ نانومتر و شعاع میله مرکزی ۱۵۰ نانومتر است. ثابت شبکه ۵۴۷ nm = a و ضریب شکست میله های سیلیکونی ۳/۴۶ را در نظر می گیریم.



شکل (۱): ضریب شکست ساختار.

شکل (۲) ساختار کلی حسگر پیشنهادی را نشان می دهد.



شکل (۲): شمای کلی ساختار حسگر پیشنهادی.

ساختار شکاف باند فوتونی مورد استفاده در طراحی حسگر در شکل (۳) نشان داده شده است.

## ۱- مقدمه

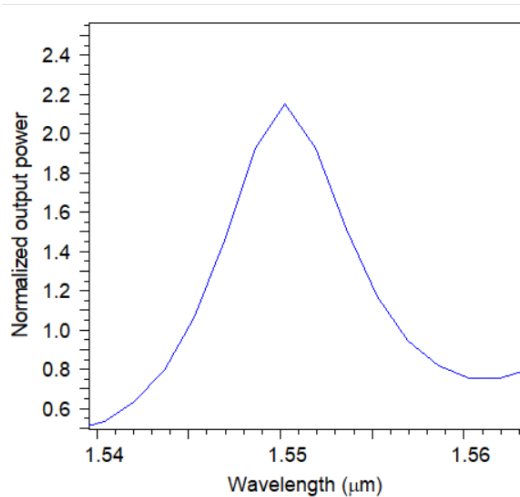
دیابت یک اختلال متابولیک در بدن است. در این بیماری توانایی تولید انسولین در بدن از بین می رود یا بدن در برابر انسولین مقاوم شده و از دید قند خون منجر به بیشتر شدن غلظت گلوکز از گستره نرمال ۲/۶ - ۳/۹ میلی مولار می گردد. بنابراین بررسی کمی غلظت گلوکز خون بسیار اهمیت دارد.

روش های اندازه گیری گلوکز به دو روش کلی تهاجمی و غیرتهاجمی تقسیم بندی می شود. در روش های تهاجمی می توان به دستگاه گلوکومتر و آزمایش های متنوع اشاره کرد. در روش غیرتهاجمی از طیف سنجی رامان، طیف سنجش امپدانس و غیره اشاره کرد. اما به علت نیاز به نمونه خون بیشتر، ضخامت پوست، اثر تدافعی سایر مولکولها، آلودگی هوا برد و یا انگشت و غیره نتایج نادرست است. استفاده از حسگر زیستی بر پایه کریستال فوتونی بسیار مناسب است زیرا توانایی فوق العاده در تشخیص زود هنگام دارد.

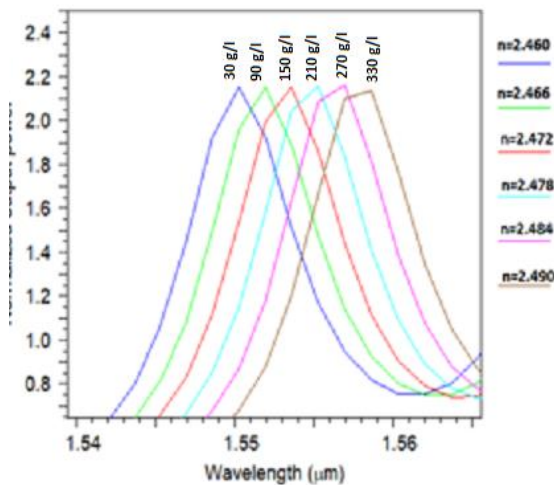
حسگر زیستی وسیله ای است که از دو جزء اساسی تشکیل شده است: یکی گیرنده زیستی که آنالیت را شناسایی می کند؛ و دیگری مبدل که قادر به تبدیل رویداد تشخیص مولکول زیستی به سیگنال قابل اندازه گیری است [۱].

کریستال های فوتونی ساختارهای متناوبی هستند که در محدوده فرکانسی مشخصی اجازه عبور امواج الکترومغناطیس را از میان خود نمی دهد. لذا می توان با ایجاد نقص در آن ها، نور را در این محدوده فرکانسی (شکاف باند فوتونی) به شدت محبوس کرد [۲].

اولین حسگر زیستی، یک حسگر بر پایه آنزیم گلوکز اکسیداز، برای بیماران دیابتی توسط کلارک و لیان در اوایل سال ۱۹۶۰ ساخته شد. بیوسنسور گلوکز، اولین بیوسنسور الکتروشیمیایی تجاری بود که در سال ۱۹۷۵ در شرکت (Ohio) ساخته شد. شیچیری و همکاران در سال ۱۹۸۲ اولین سوزن نوع آنزیم الکترودی برای کاشت زیر جلدی برای اندازه گیری گلوکز را ارائه کردند. سال ۲۰۰۰ یک مانیتور گلوکز غیرتهاجمی با نام gluco watch معرفی شد [۳]. در سال ۲۰۱۷ سوگانیا و همکاران یک سنسور بر پایه کریستال فوتونی دو بعدی با استفاده از رزوناتور حلقه لوزی طراحی کردند، که دارای طول موج رزونانس nm/RIU ۱۰۰۰، فاکتور کیفیت ۱۷۸/۵ و قدرت خروجی ۱۰۰ درصد است [۴]. در سال ۲۰۱۸ حسن و همکاران بیوسنسور رزونانس پلاسمونیک سطح دوقطبی شده با فیبر کریستال نوری مارپیچ را ارائه دادند، حساسیت طول موج این سنسور nm/RIU ۴۶۰۰ و حساسیت دامنه RIU-1 ۳۷۱/۵ است [۵]. بوراس مونیر و همکاران در سال ۲۰۱۹ یک فوتونیک کریستال یک بعدی تشکیل شده از فیلم های نازک چند لایه با غلافی از جنس هوا و میله های دی الکتریک از جنس سیلیکون را مورد بررسی قرار دادند. آن ها یک مفهوم بیوسنسور را طراحی کردند که از یک رزونانس نوری در



شکل (۴): طیف انتقال نرمال سنسور

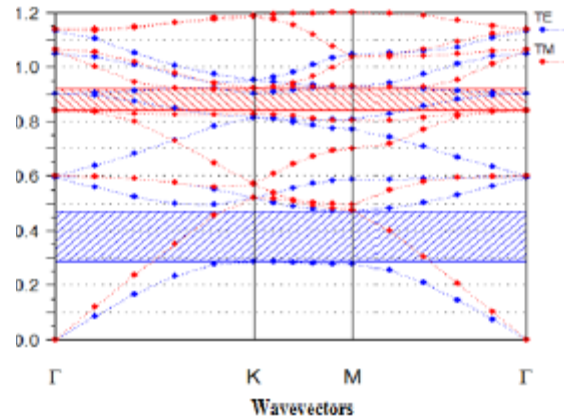


شکل (۶): طیف‌های عبوری به ازای ضریب شکست‌های مختلف.

ضریب شکست، طول موج رزوناتور، حساسیت و فاکتور کیفیت حسگر پیشنهاد شده در غلظت‌های متفاوت گلوکز در جدول (۲) آمده است.

جدول ۲: ضریب شکست، طول موج، حساسیت و فاکتور کیفیت برای غلظت‌های متفاوت گلوکز

فاکتور کیفیت	حساسیت (nm/RIU)	طول موج (μm)	ضریب شکست	غلظت (g/l)
۱۴۹	۳۳۴/۷	۱/۵۵۰	۲/۴۶۰	۳۰
۱۴۶/۴۱	۶۶۸/۹	۱/۵۵۲	۲/۴۶۶	۹۰
۱۴۷/۹۶	۱۰۰۰	۱/۵۵۳	۲/۴۷۲	۱۵۰
۱۴۸/۱۱	۶۷۰/۲	۱/۵۵۵	۲/۴۷۸	۲۱۰
۱۴۶/۸۸	۶۷۱/۱	۱/۵۵۷	۲/۴۸۴	۲۷۰
۱۴۸/۴۴	۱۰۰۵	۱/۵۵۸	۲/۴۹۰	۳۳۰



شکل (۳): نمودار شکاف باند ساختار.

مطابق ساختارهای باندی محدوده شکاف باند های فوتونی برای مد TE و TM به صورت زیر قابل تعریف می‌باشد.

محور افقی و عمودی در نمودار باند به ترتیب بردار موج و فرکانس نرمال را نشان می‌دهد. بردار موج در منطقه بریلوین محاسبه شده که برابر با تمام ساختار دوره‌ای است. فرکانس نرمال ساختار کریستال فوتونی  $\omega a / 2\pi c = a / \lambda$  است، که  $\omega$  فرکانس زاویه ای است،  $a$  ثابت شبکه است،  $c$  سرعت نور در فضای آزاد است و  $\lambda$  طول موج فضای آزاد است (جدول ۱).

جدول ۱: فرکانس و طول موج ساختار باند.		
انواع شکاف باند	فرکانس ( $a/\lambda$ )	طول موج (nm)
TE	۰/۴۸۰ - ۰/۳۱۳	۱۱۲۵ - ۱۷۲۵ nm
TM	۰/۹۵۴ - ۰/۸۶۵	۵۶۶ - ۶۲۴ nm

### ۲-۵- بررسی و نتایج شبیه‌سازی

هنگامی که ضریب شکست از نمونه گلوکز تغییر می‌کند، طول موج رزونانس نیز تغییر می‌کند. با توجه به آن، تغییر در سطح غلظت گلوکز وجود دارد. بر این اساس سنسور طراحی می‌شود. طیف انتقال نرمال سنسور گلوکز در شکل (۴) نشان داده شده است. از آن طول موج رزونانس و ضریب کیفیت بدست می‌آید که به ترتیب برابر با ۱۵۵۰ نانومتر و ۱۴۹/۰۳ است.

میزان حساسیت حسگر از رابطه زیر قابل محاسبه است:

$$s = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \text{ (nm/RIU)} \quad (1)$$

در شکل (۶) طیف انتقال خروجی برای حسگر نشان داده شده است. متوجه می‌شویم که با افزایش ضریب شکست، طول موج رزونانس تغییر می‌کند.

بلورهای فوتونی دو بعدی با شبکه شش ضلعی از میله‌های سیلیکونی دایره‌ای احاطه شده توسط هوا طراحی شده است. سنسور در محدوده طول موج ۱۵۴۰ تا ۱۵۶۰ نانومتر طراحی شده است. طول موج رزونانس، فاکتور کیفیت و حساسیت به ترتیب ۱۵۵۰ نانومتر، ۱۴۹ و ۱۰۰۰ nm/RIU است. سنسور طراحی شده بسیار حساس به ضریب شکست است.

با دانستن مقدار ضریب شکست، غلظت گلوکز بدست می‌آید. سطح پایین دفع اوره توسط کلیه‌ها نشان دهنده بیماری‌های مرتبط با کلیه است و سطح بالای دفع اوره به علت مصرف پروتئین و تجزیه پروتئین بالا است. بنابراین حفظ سطح گلوکز در بدن ما واقعا مهم است. از این رو حسگر به گونه‌ای طراحی شده است تا خروجی حساس بالاتر را بدست آورد.

[1] D. R. Thévenot, K. Toth, R. A. Durst, and G. S. Wilson, "Electrochemical biosensors: recommended definitions and classification," *Analytical Letters*, vol. 34, no. 5, pp. 635-659, 2001.

[2] S. Robinson and N. Dhanlaksmi, "Photonic crystal based biosensor for the detection of glucose concentration in urine," *Photonic Sensors*, vol. 7, no. 1, pp. 11-19, 2017.

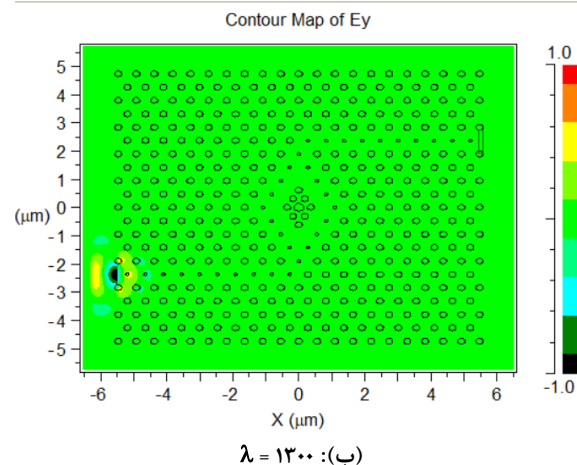
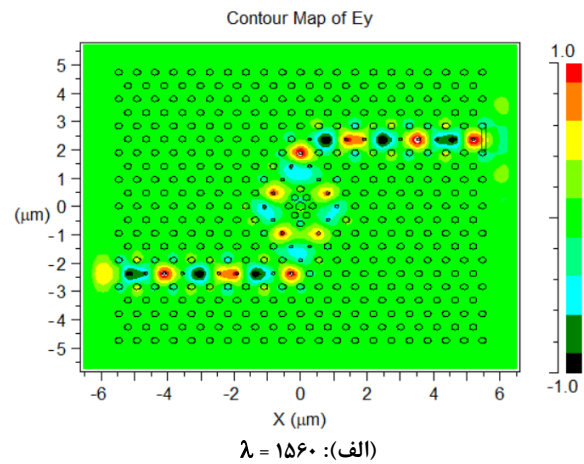
[3] J. Wang, "Electrochemical glucose biosensors," *Chemical reviews*, vol. 108, no. 2, pp. 814-825, 2008.

[4] T. Suganya and S. Robinson, "2D Photonic crystal based biosensor using rhombic ring resonator for glucose monitoring," *ICTACT J Microelectron*, vol. 3, pp. 349-4, 2017.

[5] M. R. Hasan *et al.*, "Spiral photonic crystal fiber-based dual-polarized surface plasmon resonance biosensor," *IEEE Sensors Journal*, vol. 18, no. 1, pp. 133-140, 2017.

[6] B. Mounir, C. Haouari, A. Saïd, and A. Hocini, "Analysis of highly sensitive biosensor for glucose based on a one-dimensional photonic crystal nanocavity," *Optical Engineering*, vol. 58, no. 2, p. 027102, 2019.

توزیع میدان الکتریکی سنسور پیشنهاد شده در رزونانس ON و رزونانس OFF در شکل ۷(الف) و ۷(ب) نشان داده شده است. واضح است که سیگنال در طول موج رزونانس در سنسور قرار دارد.



شکل ۷: توزیع میدان سنسور در رزونانس (الف) روشن و (ب) خاموش

### ۳- نتیجه گیری

بیوسنسور مبتنی بر کریستال فوتونیک دو بعدی طراحی شده و ویژگی‌های سنجش آن تجزیه و تحلیل می‌شود. سنسور با استفاده از

Aug. 17-19, 2019

## طراحی و بهینه‌سازی حسگرهای FBG با قابلیت اندازه‌گیری همزمان کرنش و دما جهت بررسی خطوط لوله صنایع نفت و گاز

مهدی طاهرپور انارکی<sup>۱</sup>، زهرا اعلائی<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده مهندسی برق - واحد نجف آباد - دانشگاه آزاد اسلامی - نجف آباد - ایران

ایمیل: [alaie.zahra@yahoo.com](mailto:alaie.zahra@yahoo.com)

**چکیده:** در این مقاله به طراحی و شبیه‌سازی حسگرهای نوری توری براگ فیبری برای اندازه‌گیری همزمان کرنش و دما پرداختیم. تداخل حساسیت، یکی از مشکلات مهم در این نوع حسگرها است. در حسگر طراحی شده از دو توری با دوره تناوب براگ مختلف استفاده شده است. همچنین طول موج‌های براگ برای هر یک از این دو توری به ترتیب ۱۳۷۶ و ۱۵۵۰ نانومتر در نظر گرفته می‌شود. هر یک از توری‌ها را نسبت به پارامتر توری دیگر ایزوله می‌کنیم. حساسیت‌های اندازه‌گیری شده برای دما و کرنش به ترتیب  $1.28\text{nm}/^\circ\text{C}$  و  $1.2\text{pm}/\varepsilon$  می‌باشد. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که به ازای هر درجه سانتی‌گراد، طول موج براگ مرتبط با توری دما حدود  $1.28\text{nm}$  و طول موج براگ مربوط به توری کرنش به ازای هر  $50\mu\varepsilon$  حدود  $1.2\text{pm}$  جابه‌جا می‌گردند. محدوده دمایی و کرنش حسگر طراحی شده به ترتیب حدود  $15^\circ\text{C}$  تا  $105^\circ\text{C}$  و  $800\mu\varepsilon$  تا  $1600\mu\varepsilon$  در نظر گرفته می‌شود. همچنین با توجه به وابستگی اتلاف به پارامترهای طراحی به خصوص عمق مدولاسیون ضریب شکست، حسگر طراحی شده دارای اتلاف کمی در حدود  $102.19\text{dB}$  می‌باشد.

**کلید واژه:** توری براگ فیبری، تداخل حساسیت، طول موج براگ، چرپ.

## Design and Optimization of FBG Sensors with the Ability to Measure Strain and Temperature Simultaneously for Testing of Oil and Gas Pipelines

Mehdi Taherpoor anaraki<sup>1</sup>, Zahra alaie<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Department of Electrical Engineering, Najafabad Branch, Islamic Azad University, Najafabad, Iran.

[taherpoor.mehdi@yahoo.com](mailto:taherpoor.mehdi@yahoo.com), [alaie.zahra@yahoo.com](mailto:alaie.zahra@yahoo.com)

**Abstract** – In this paper, we designed and simulated Fiber Bragg Grating optical sensors to measure strain and temperature simultaneously. Sensitivity interference is one of the major problems in this type of sensor. In the designed sensor, two gratings with different Bragg periods are used. Bragg wavelengths for each of the two gratings are considered 1550 and 1376 nm, respectively. Each of the gratings is isolated from the other grating parameter. The sensitivities for temperature and strain are  $1.28\text{nm}/^\circ\text{C}$  and  $1.2\text{pm}/\varepsilon$ , respectively. The results show that for every degree of temperature, the Bragg wavelength associated with the temperature grating is about 1.28 nm and Bragg wavelengths related to strain grating are displaced around 1.2pm per  $50\mu\varepsilon$ . The range of temperature and strain of the designed sensor is about  $15^\circ\text{C}$  to  $105^\circ\text{C}$  and  $800$  to  $1600\mu\varepsilon$  respectively. Also, due to the loss of dependence on design parameters, in particular, the depth of the refractive index modulation, the designed sensor has a low loss of about  $102.19\text{dB}$ .

**Keywords:** Fiber Bragg Grating, Sensitivity interference, Bragg wavelength, Chirp.

## ۱- مقدمه

بررسی اساس سنسورهای FBG می‌پردازیم. سپس به طراحی حسگر نوری مورد نظر پرداخته و در انتها به بحث و نتیجه‌گیری سنسور طراحی شده می‌پردازیم.

## ۲- حسگر نوری توری براگ فیبری

## ۲-۱- تئوری توری براگ فیبری

توری براگ یک ساختار متناوب (پریودیک) است که توسط قرار گرفتن در فیبر حساس به نور فرابنفش ساخته می‌شود. چندین توری می‌تواند در امتداد یک فیبر نوری قرار گیرد. هنگامی که نور از یک منبع باند وسیع با توری اثر متقابل دارد، یک طول موج که به عنوان طول موج براگ شناخته می‌شود، به عقب بازتاب گردیده، در حالی که بقیه سیگنال انتقال می‌یابد. کرنش مکانیکی خارجی در فیبر (محرک)، طول موج براگ (پاسخ فیبر) را از طریق انبساط و انقباض دوره تناوب توری تغییر می‌دهد. به طور مشابه، تغییرات دما (محرک) باعث انقباض و انبساط حرارتی دوره تناوب توری می‌شود و همچنین ضریب شکست (پاسخ‌ها) را تغییر می‌دهد. این اثرات فیبرهای نوشته شده FBG را به عنوان عناصر سنسور برای اندازه‌گیری کرنش‌ها و دماها فراهم می‌کند. هنگامی که نور از یک منبع باند وسیع با توری اثر متقابل دارد، طول موج براگ به عقب بازتاب می‌شود در حالی که بقیه سیگنال منتقل می‌شود [۱].

طول موج براگ  $\lambda_B$  (رابطه (۱)) به ویژگی‌های فیزیکی و هندسی

توری بستگی دارد.

$$\lambda_B = 2\Lambda n_{eff} \quad (1)$$

$n_{eff}$  ضریب شکست موثر مد انتشار در امتداد فیبر و  $\Lambda$  دوره تناوب FBG است. هر دو ضریب شکست موثر و دوره تناوب توری با تغییرات کرنش  $\Delta\epsilon$ ، تغییرات دما  $\Delta T$  و تغییرات فشار  $\Delta P$  اعمال شده بر فیبر تغییر می‌کند. کرنش و فشار اعمالی، طول موج براگ را از طریق انبساط یا انقباض دوره تناوب توری و اثر فوتوالاستیک تغییر خواهد داد [۳].

با فرض این که تأثیرات خارجی کرنش طولی و دما بر روی توری وجود داشته باشد، داریم [۳]:

$$\Delta\lambda_B = 2\left(\frac{\partial n_e}{\partial T} \cdot \Lambda \Delta T + n_e \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \cdot \Delta T + \frac{\partial n_e}{\partial l} \cdot \Lambda \Delta l + n_e \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \cdot \Delta l\right) \quad (2)$$

که رابطه (۲) را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - P_e) \cdot \epsilon + (\alpha_{TE} + \alpha_{TO}) \Delta T \quad (3)$$

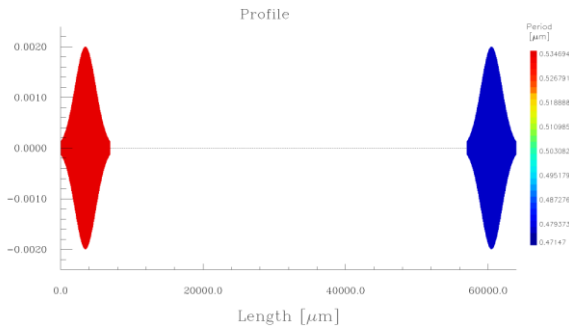
در رابطه فوق  $\epsilon$ ، کرنش طولی،  $\Delta T$  تغییرات دمایی،  $P_e$  ضریب فوتوالاستیک،  $\alpha_{TE}$  ضریب انبساط حرارتی و  $\alpha_{TO}$  ضریب حرارتی-اپتیکی می‌باشند. با استفاده از پارامترهای مربوطه و رابطه (۳) می‌توان حساسیت تئوری سنسورهای طراحی شده را به دست آورد.

در سه دهه گذشته تحقیقات گسترده‌ای در زمینه‌ی مخابرات فیبر نوری و الکترونیک نوری صورت گرفته است که نتایج نشان می‌دهد در ابتدا تمرکز بر روی کاربردهای تجهیزات نظامی و هوافضا، و بعداً در نمایش وضعیت برای پزشکی، میراث فرهنگی و زمینه‌های مختلف مهندسی بوده است [۱، ۲]. کشف مهم حساسیت به نور در فیبرهای نوری منجر به توسعه‌ی کلاس جدیدی از مؤلفه‌های درون فیبری به نام توری‌های فیبری شده است. حساسیت به نور نشان‌دهنده تغییر دائمی ضریب شکست هسته فیبر در هنگامی است، که در معرض نور با طول موج و شدت مشخص قرار می‌گیرد؛ که این تغییرات به مواد سازنده‌ی هسته وابسته است [۳]. شکل‌گیری ساختارهای توری دائمی در فیبر نوری ابتدا توسط هیل و همکارانش در سال ۱۹۷۸ در مرکز تحقیقات ارتباطات کانادایی (CRC) در اتاوا، انتاریو، کانادا نشان داده شد [۴، ۵]. تقریباً یک دهه بعد، در سال ۱۹۸۹، ملتز و همکارانش نشان دادند که می‌توان از خارج از فیبر نوری با استفاده از طول موج ۲۴۴ نانومتر داخل توری، اطلاعات را نوشت که دستاورد قابل توجهی به حساب می‌آید چرا که باعث به وجود آوردن روش‌های ارزان قیمت ساخت FBG می‌شود [۶].

در سال ۲۰۱۴، پنگ و همکارانش، یک سنسور دمای توزیع شده ترکیبی از فیبر نوری و کابل گرمایش پیشنهاد کردند. این سنسور را می‌توان برای تعیین سطح بخش مایع و بخش فوم به منظور تولید نفت به صورت آنلاین استفاده کرد. سنسور یک ساختار ساده دارد که شامل یک فیبر نوری و یک کابل گرمای کمکی است. در این روش از اصل تفاوت انتقال حرارت در محیط‌های مختلف و پراکندگی رامان در فیبر نوری استفاده می‌شود. با توجه به تغییر ناگهانی دمای اندازه‌گیری شده، فصل مشترک بین محیط‌های مختلف می‌تواند با دقت مشخص شود. نتایج نشان می‌دهد که پس از حرارت دادن در یک زمان معین، تفاوت بسیار زیادی در افزایش دما در محیط‌های مختلف اطراف وجود دارد. هنگامی که کابل گرمایی، گرما تولید می‌کند، هر محیط متفاوت، پاسخ‌های متفاوتی را به تغییر دما می‌دهند. این تفاوت می‌تواند برای شناسایی فصل مشترک بین گاز، فوم و بخش مایع استفاده شود [۷].

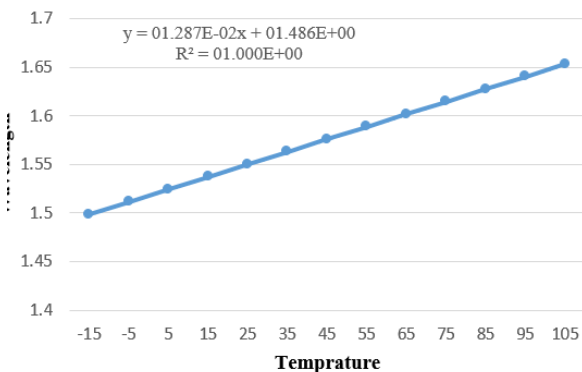
دو سال بعد، مارکوس و همکارانش، سنسور شبه توزیع شده مبتنی بر فیبر توری براگ برای نظارت بر مشخصه دمای مخزن نفت خام طراحی کردند. آن‌ها، سنسور نوری دما مبتنی بر FBG طراحی کردند که در برابر خوردگی مقاوم، انعطاف‌پذیر و ایمن است. این سنسور، حساسیت گرمایی متوسط  $8.82 \pm 0.09 \text{ pm/}^\circ\text{C}$  را ارائه می‌دهد که در نتیجه یک رزولوشن دمای معمولی  $0.1 \sim$  درجه سانتی‌گراد حاصل می‌شود [۸].

در این مقاله به طراحی و شبیه‌سازی حسگر نوری توری براگ فیبری با قابلیت اندازه‌گیری همزمان دما و کرنش با استفاده از توری براگ فیبری با حساسیت بالا و اتلاف کم پرداخته‌ایم. نخست به



شکل (۲): وضعیت دو توری براگ با طول های 7mm، دوره تناوب های متفاوت و عمق مدولاسیون یکسان با فاصله 5cm از یکدیگر که در شرایط تعادل می باشند.

حال حسگر همزمان دما و کرنش مورد نظر تحت تاثیر تغییرات عوامل محیطی قرار می گیرد. اندازه گیری دما توسط توری سمت راست انجام می گیرد. دمای پیرامون فیبر توری براگ را از 15- تا 105 درجه سانتی گراد با گام 10°C تغییر داده و جایگاه قله بازتابی را اندازه گیری می گردد. در جدول (۲)، تغییرات طول موج بر حسب تغییرات دمایی نشان داده شده است. با استفاده از داده های جدول (۲)، نمودار رابطه دما با تغییرات طول موج در شکل (۳)، رسم گردیده است.



شکل (۳): تغییر طول موج براگ سنسور بر اثر تغییرات دمایی

همانطور که مشخص است رابطه طول موج با تغییرات دمایی به صورت خطی می باشد. با استفاده از تابع به دست آمده از نمودار تغییرات دمایی را می توان محاسبه نمود.

جدول (۲): متوسط تغییرات طول موج مرکزی براگ تحت تغییرات دمایی.

T(°C)	میانگین پیک طول موج براگ (nm)
-15	1498.52
-5	1511.36
5	1524.24
15	1537.12
25	1550

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T} = 1.28 \text{ nm} / ^\circ\text{C}$$

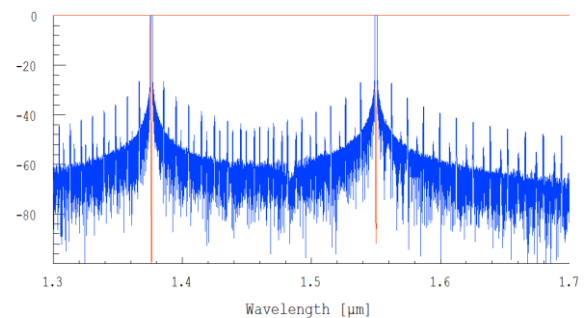
$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta \varepsilon} = 1.2 \text{ pm} / \mu\varepsilon$$

## ۲-۲- طراحی حسگر توری براگ فیبری چرپ شده

مطابق جدول (۱)، حسگر مورد بحث دارای دو توری با طول موج براگ 1550nm و 1376nm، طول 7mm، تابع پیرایش گوسی و مدولاسیون ضریب شکست 0.002 می باشد. شکل (۱)، طیف انتقالی و بازتابی سنسور طراحی شده را در دمای 25°C و کرنش صفر نشان می دهد.

جدول (۱): مشخصات حسگر نوری دما و کرنش به صورت همزمان.

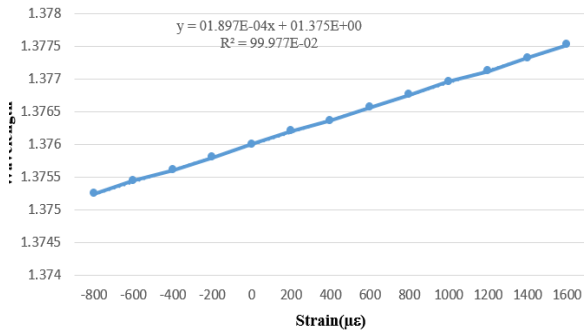
طول موج براگ (nm)	طول فیبر براگ (mm)	مدولاسیون ضریب شکست	ضریب شکست موثر	نوع سنسور
1550	7	0.002	1.4496969	دما
1376	7	0.002	1.4496969	کرنش



شکل (۱): طیف انتقالی و بازتابی سنسور نوری دما مبتنی بر توری براگ چرپ شده

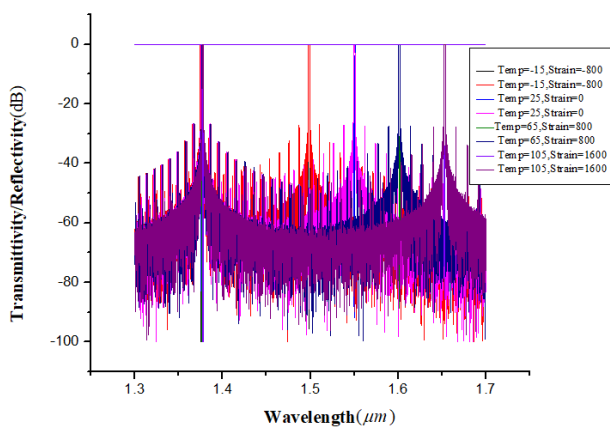
همان طور که در شکل (۱) مشاهده می گردد توری نخست به گونه ای طراحی گردیده است که نسبت به کرنش حساس می باشد. توری دوم نیز نسبت به تغییرات دمایی حساس می باشد. مشاهده می گردد که مقدار اتلاف کم و حدود 102.19dB می باشد. همچنین می توان وضعیت این حسگر را در حالت تعادل مورد بررسی قرار داد. وضعیت دو توری براگ پشت سر هم و دوره تناوب و عمق مدولاسیون آن ها در شکل (۲) نشان داده شده است. همانطور که از شکل مشهود است دوره تناوب و عمق مدولاسیون دو توری ثابت است.



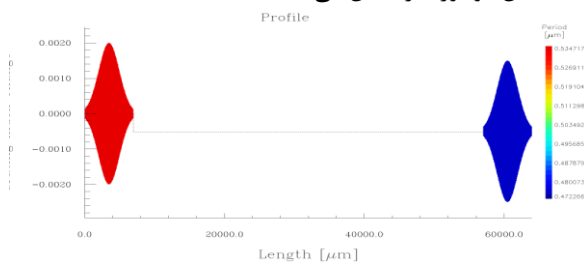


شکل (۴): تغییر طول موج براگ سنسور بر اثر تغییرات کرنش محیط.

شدت‌های بازتابی از حسگر شبیه‌سازی شده برای دما و کرنش-های متفاوت در شکل (۵) نشان داده شده است.



شکل (۵): تغییرات جایگاه‌های دو طول موج براگ برای حسگر دما و کرنش به طور همزمان، طول موج سمت راست با تغییرات دما و طول موج سمت چپ با تغییرات کرنش جا به جا شده است. هنگام اعمال تغییرات دما و کرنش برای دو توری براگ پشت سر هم دوره تناوب و عمق مدولاسیون ضریب شکست این دو توری دچار تغییر می‌شود. شکل (۶) برای دمای 105°C و کرنش 1600με وضعیت این دو توری را نشان می‌دهد.



شکل (۶): وضعیت دو توری براگ با طول‌های 7mm، دوره تناوب‌های متفاوت و همچنین عمق مدولاسیون متفاوت با فاصله 5cm از یکدیگر که در دمای 105°C و کرنش 1600με می‌باشند.

از مقایسه شکل (۲) با شکل (۶) به این نتیجه می‌رسیم که تغییرات دما فقط طول دوره تناوب توری را دچار تغییر می‌کند، در

35	1562.88
45	1575.76
55	1588.64
65	1601.48
75	1614.36
85	1627.24
95	1640.12
105	1653

برای توری براگ سمت چپ تغییرات دمای محیط اثری بر روی طول موج براگ بازتابی ندارد و این طول موج فقط تحت تأثیر کرنش اعمالی بر روی فیبر جابه جا می‌گردد. بری اندازه‌گیری کرنش توسط این حسگر مقدار کرنش را از -800με تا 1600με با گام 200με تغییر داده و جایگاه طول موج براگ را در جدول (۳) قرار می‌دهیم.

جدول (۳): متوسط تغییرات طول موج مرکزی براگ تحت تغییرات کرنش.

ε(με)	میانگین پیک طول موج براگ (nm)
-800	1375.24
-600	1375.44
-400	1375.6
-200	1375.8
0	1376
200	1376.2
400	1376.36
600	1376.56
800	1376.76
1000	1376.96
1200	1377.12
1400	1377.32
1600	1377.52

شکل (۴)، نمودار تغییرات طول موج براگ را نسبت به تغییرات کرنش نشان می‌دهد. با استفاده از تابع بدست آمده از نمودار می‌توان تغییرات کرنش را به دست آورد.

[8]R. da Silva Marques *et al.*, "Corrosion resistant FBG-based quasi-distributed sensor for crude oil tank dynamic temperature profile monitoring," vol. 15, no. 12, pp. 30693-30703, 2015.

حالی که تغییرات کرنش علاوه بر طول دوره تناوب توری، عمق مدولاسیون ضریب شکست القایی را نیز تغییر می دهد.

### ۳- نتیجه

بررسی های انجام شده بر روی حسگرهای طراحی شده نشان می دهد که به دلیل استفاده از دو توری، تداخل حساسیت در حسگر ایجاد نخواهد شد و به طور همزمان با استفاده از یک حسگر در خطوط لوله می توان کرنش و دما را اندازه گیری کرد. با استفاده از رابطه تغییرات طول موج با کرنش و دما و همچنین اندازه گیری مقدار طول موج تغییر یافته به وسیله هر یک از توری ها، می توان مقدار دما و کرنش را در هر نقطه از خطوط لوله استفاده نمود. با توجه به اندازه گیری های صورت گرفته، حساسیت توری مرتبط به دما، به ازای  $1^{\circ}\text{C}$ ،  $0.00083055/^{\circ}\text{C}$  و برای توری کرنش، به ازای  $50\mu\epsilon$ ،  $0.78/\epsilon$  به دست آمد. با توجه به رابطه اتلاف با پارامترهای اصلی توری، و تأثیر زیاد مدولاسیون ضریب شکست نسبت به سایر پارامترها، با مقداردهی مناسب مدولاسیون ضریب شکست، اتلاف را تا حد امکان کاهش دادیم.

### مراجع

- [1]K. K. K. Annamdas and V. G. M. Annamdas, "Review on developments in fiber optical sensors and applications," in *Fiber Optic Sensors and Applications VII*, 2010, vol. 7677, p. 76770R: International Society for Optics and Photonics.
- [2]J. Chen, B. Liu, and H. J. F. o. i. C. Zhang, "Review of fiber Bragg grating sensor technology," vol. 4, no. 2, pp. 204-212, 2011.
- [3]R. Kashyap, *Fiber bragg gratings*. Academic press, 2009.
- [4]K. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. J. A. p. I. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication," vol. 32, no. 10, pp. 647-649, 1978.
- [5]B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, and Y. J. O. L. Fujii, "Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers," vol. 3, no. 2, pp. 66-68, 1978.
- [6]G. Meltz, W. W. Morey, and W. J. O. I. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," vol. 14, no. 15, pp. 823-825, 1989.
- [7]G. Peng, J. He, S. Yang, and W. J. M. Zhou, "Application of the fiber-optic distributed temperature sensing for monitoring the liquid level of producing oil wells," vol. 58, pp. 130-137, 2014.

Aug. 17-19, 2019

## طراحی و ساخت متمرکزکننده نور خورشید برای کاربردهای دمش لیزرهای حالت جامد

جواد حمودی<sup>۱</sup> و محمد صبائیان<sup>۱،۲</sup>

<sup>۱</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

<sup>۲</sup>مرکز تحقیقات لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

**چکیده:** در این مقاله، گزارش طراحی و ساخت یک متمرکزکننده نور خورشید با هندسه سهموی ارائه می‌شود. برای این کار، از یک آنتن بشقابی مخابراتی میکروویو به قطر تقریبی  $2.4\text{ m}$  و مساحت تقریبی  $5\text{ m}^2$  استفاده شده است. سطح آنتن با بیش از ده هزار آینه تخت با ابعاد  $2 \times 2\text{ cm}^2$  و بازتابندگی  $70\%$  پوشانده شد. برای انتقال نور خورشید به پشت بشقاب، از یک بازتابنده دوم به قطر  $0.4\text{ m}$  و فاصله کانونی  $0.16\text{ m}$  استفاده شد. با قرار دادن بشقاب دوم به گونه‌ای که دو بشقاب کانون مشترک داشته باشند، و ایجاد یک حفره به قطر  $22\text{ cm}$ ، توانستیم نور متمرکز شده را به پشت بشقاب بزرگ منتقل کنیم. در نهایت توانستیم نور را با نسبت تمرکز  $64$  برابر منتقل کنیم که این شدت نوری بسیار بالا برای کاربردهایی از جمله به عنوان منبع دمش لیزر حالت جامد بسیار مفید است.

**کلید واژه:** انرژی تجدیدپذیر، لیزر حالت جامد، متمرکزکننده، هدایت‌کننده

## Designed and Fabrication on Sunlight for Solid State Laser Pump Applications

Javad.Hamoudi<sup>1</sup>, Mohammad.sabaeian<sup>1,2</sup>

<sup>1,2</sup>physics, Shahid Chamran Ahvaz, Ahvaz, Iran, J-hamoudi@stu.scu.ac.ir

<sup>2</sup> Laser and Plasma Research Center, Shahid Chamran Ahvaz, Ahvaz, Iran, Sabaeian@gmail.com<sup>1</sup> Department of Physics - Solid State, Department of Science, University of Hakim Sabzevari, Sabzevar, IRAN

**Abstract** – In this paper, the report presents the design and construction of a sunlight concentrator with parabolic geometry. To do this, was used a microwave communication dish with an approximate diameter and area respectively  $2.4\text{ m}$  and  $5\text{ m}^2$ . The surface of the dish was covered with more than ten thousand flat mirrors with dimensions of  $2 \times 2\text{ cm}^2$  and  $70\%$  reflectivity. For transferring sunlight to the back of the dish, a second reflector was used with a diameter of  $0.4\text{ m}$  and a focal length of  $0.16\text{ m}$ . By placing the second dish in such a way that two ducts had a common focal, and creating a cavity of about  $22\text{ cm}$ , we could pass the focused light to the back of the big dish. Finally, we were able to transmit light with a  $64$  focus ratio, which this very high optical intensity is very useful for applications as the solid state laser pump.

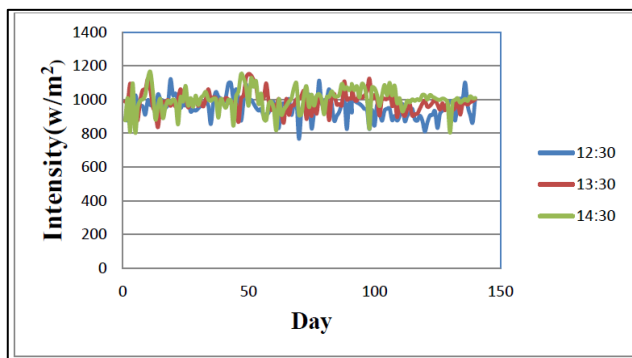
**Keywords:** Concentrating, Guidance, Renewable energy, Solid state laser

## ۱- مقدمه

خورشیدی استفاده می‌شود. در این برج‌ها، تعدادی آینه مسطح در اطراف یک برج متمرکزکننده قرار دارد. نور خورشید به این آینه‌های مسطح تابیده شده و سپس به سمت برج بازتاب می‌شود و تمام پرتوهای بازتابی از آینه‌ها در برج متمرکز می‌شوند. (ج) جمع‌کننده-های سهموی: این جمع‌کننده‌ها مانند جمع‌کننده‌های مسطح هستند با این تفاوت که شامل آینه‌ای سهموی هستند که نور خورشید را در کانون متمرکز می‌کنند [۴].

## ۲- تابش خورشیدی در شهر اهواز

مطابق داده‌های گزارش شده، میزان تابش خورشیدی در اهواز، بین  $9 \text{ MJ/m}^2\text{day}$  در فصل سرما تا  $25 \text{ MJ/m}^2\text{day}$  در فصل گرما است [۵]. با این وجود، ما در مدت ۱۴۰ روز (از زمان شروع پروژه تا کنون) و برای سه نوبت مختلف در هر روز شدن نور خورشید را به-وسیله دستگاه **Solar Power Meter** در شهر اهواز اندازه‌گیری کردیم. نمودار شدت تابش نور خورشید در اهواز بر حسب روز در شکل (۱) آمده است. مطابق داده‌های ما، میزان شدت تابش نور خورشید در اهواز مقداری بین  $800 \text{ W/m}^2$  تا  $1170 \text{ W/m}^2$  می‌باشد. قابل ذکر است که ثابت خورشیدی  $1370 \text{ W/m}^2$  است.



شکل ۱: نمودار شدت تابش خورشید بر حسب روز در شهر اهواز

میزان شدت تابش نور خورشیدی رسیده به یک سطح به صورت نظری به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$I = I_0 \sin \alpha \quad (1)$$

که  $I$  شدت تابش خورشیدی رسیده به یک سطح،  $I_0$  ثابت خورشیدی و  $\alpha$  زاویه تابش خورشیدی است. باتوجه به عرض جغرافیایی  $31^\circ$  درجه شمالی برای اهواز است و اینکه روز اول فروردین، شروع اعتدال بهاری است و خورشید روی خط استوا عمود قرار دارد، داریم:  $59^\circ = 31^\circ - 90^\circ$  و در نتیجه روز اول فروردین، در ظهر زاویه تابش خورشید در اهواز  $59^\circ$  درجه خواهد بود. با استفاده از رابطه (۱)، شدت تابش خورشیدی رسیده به اهواز  $1174 \text{ W/m}^2$  است که با داده‌های اندازه‌گیری شده، تطابق خوبی دارد.

خورشید بزرگترین منبع انرژی و منشا انرژی‌های دیگر در جهان است. در هر ثانیه  $2/4$  میلیون تن از جرم خورشید به انرژی تبدیل می‌شود. باتوجه به وزن خورشید که حدود  $333$  هزار برابر وزن زمین است، این کره نورانی را می‌توان منبع عظیم انرژی تا  $5$  میلیارد سال آینده به حساب آورد. به همین ترتیب، انرژی خورشید، وسیع‌ترین منبع انرژی پاک در جهان است. مزیت این انرژی بر دیگر انرژی‌ها، قابل دسترس بودن آن در اکثر مناطق جهان است؛ انرژی‌ای که از خورشید در هر ساعت به زمین می‌تابد بیش از کل انرژی‌ای است که ساکنان زمین در طول یک سال مصرف می‌کنند [۱].

از تمام منابع انرژی تجدیدپذیر، بیشترین توجه به انرژی خورشیدی در دهه  $1970$  صورت گرفت. انرژی خورشیدی، به‌صورت کلی، توانایی ذخیره به صورت انواع مختلف انرژی را دارد. برای مثال، انرژی خورشیدی را می‌توان به‌صورت الکتریکی، حرارتی، شیمیایی و هر سوخت قابل حمل و نقل دیگر، ذخیره کرد. با این وجود، برای تبدیل انرژی خورشید به انرژی‌های قابل استفاده، به قطعاتی نیاز است که بازده بالایی داشته باشند. بیشترین کاربرد انرژی خورشیدی به‌صورت سلول‌های فتوولتاییک و یا گرمایی است. از کاربردهای جدید نور خورشید، استفاده از آن به عنوان منبع دمش لیزرهاست [۲].

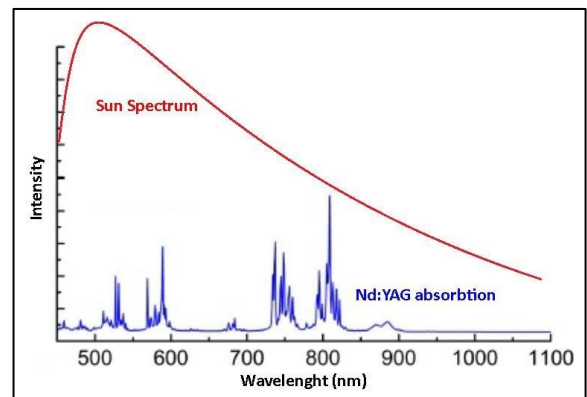
تابش خورشیدی شامل مجموعه گسترده‌ای از طول‌موج‌های است که طیف وسیعی از کاربردها را شامل می‌شوند. قسمتی از این طول‌موج‌ها، در محدودای قرار می‌گیرند که توسط سامانه جمع‌کننده خورشیدی به انرژی گرمایی تبدیل می‌شود. قسمتی دیگر، به‌وسیله سلول‌های فتوولتاییک به انرژی الکتریکی تبدیل می‌شوند. طول‌موج‌های خاصی هم وجود دارد که کاربردهایی در برانگیختگی ماده فعال لیزری، به‌عنوان منبع دمش دارند [۱].

آنچه که در این مقاله به آن پرداخته می‌شود، طراحی و ساخت یک جمع‌کننده سهموی است؛ جمع‌کننده‌ای که بتواند نور متمرکز شده در کانون را به پشت متمرکز کننده و در محلی که قرار است کواک لیزر قرار گیرد، منتقل شود.

در بحث مربوط به کاربردهای گرمایی و لیزری، ابتدا لازم است نور خورشید به روش‌های زیر ابتدا متمرکز شود تا شدت آن افزایش یابد: (الف) جمع‌کننده مسطح: شامل یک صفحه سیاه است که در مقابل نور خورشید قرار گرفته و انرژی خورشیدی جذب و تبدیل به انرژی حرارتی می‌کند. با استفاده از لوله و یا کانال، این حرارت توسط مایع یا گاز از صفحه به محل مورد مصرف منتقل می‌شود. این جمع‌کننده‌ها نه تنها تابش مستقیم بلکه تابش پراکنده را نیز جذب می‌نمایند. این سامانه‌ها به‌ندرت مجهز به سامانه ردیاب خورشیدی هستند. رایج‌ترین شکل این سامانه‌ها آبگرمکن خورشیدی است. (ب) برج‌های خورشیدی: هنگامی که درجه حرارت بالا مورد انتظار باشد، از برج‌های

### ۳- خورشید به عنوان منبع دمش لیزری

با توجه به اینکه نور خورشید، طیف پیوسته از ناحیه فرابنفش تا مادون قرمز را در بر می گیرد (شکل ۲) که بالغ بر ۵۰٪ تابش آن در ناحیه مادون قرمز قرار است، و از طرفی بلور Nd:YAG جذب قابل توجهی در بخش های اصلی طیف خورشیدی (به ویژه در طول موج ۸۰۸ nm) دارد، می توانیم از این انرژی به عنوان منبع دمش این لیزر حالت جامد استفاده کنیم. بلور Nd:YAG قابلیت های بالایی برای تبدیل فوتون های خورشیدی به لیزری، نظیر آستانه دمش نسبتاً پایین، چگالی بالای اتم های فعال لیزری، قابلیت اطمینان، راندمان بالا و نیز تجربه ای طولانی و خوب در بسیاری از کاربردها، دارد. بنابراین، این بلور برای دمش خورشیدی مورد توجه قرار گرفته است.



شکل ۲: مقایسه طیف خورشید و طیف جذب بلور Nd:YAG

### ۴- طراحی و محاسبات

برای جمع آوری نور خورشید، از یک آنتن مخابراتی میکروویو به قطر تقریبی ۲٫۴ m متر و مساحت تقریبی ۵ m<sup>2</sup> استفاده شد. ابتدا یک پایه مناسب به منظور چرخش آسان در جهت های سمتی و قطبی طراحی و ساخته شد (شکل ۵ را ببینید). سطح آنتن، با بیش از ده هزار آینه تخت با ابعاد ۲×۲ cm<sup>2</sup> و با ضخامت کمتر از ۲ mm و توان بازتاب ۷۰٪ پوشانده شد. در مرکز این بازتابنده، حفره ای به قطر ۲۲ cm تعبیه شد تا نور از طریق آن و توسط یک سامانه نوری دیگر، به پشت بازتابنده هدایت شود. این سامانه نوری دوم، یک آینه سهموی با قطر ۰٫۴ m و مساحت تقریبی ۰٫۱۵ m<sup>2</sup> است. عمق جمع کننده و هدایت کننده به ترتیب ۰٫۴ m و ۰٫۰۶ m است که شعاع انحنای جمع کننده و هدایت کننده، با توجه به شکل (۳)، به صورت زیر محاسبه شد:

$$(R-h)^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2 = R^2 \Rightarrow R = \frac{d^2}{8h} + \frac{h}{2} \quad (2)$$

با توجه به رابطه (۲) داریم:

R = 2 m سامانه نوری اول (جمع کننده خورشیدی)  
R = 0/36 m سامانه نوری دوم (هدایت کننده نور)

برای محاسبه مساحت قطاع سامانه نوری اول (جمع کننده خورشیدی)

و سامانه نوری دوم (هدایت کننده نور) داریم:

$$(3) ds = R^2 \sin \theta d\theta d\phi$$

$$(4) s = R^2 2\pi \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta = 2\pi R^2 (1 - \cos \theta_0)$$

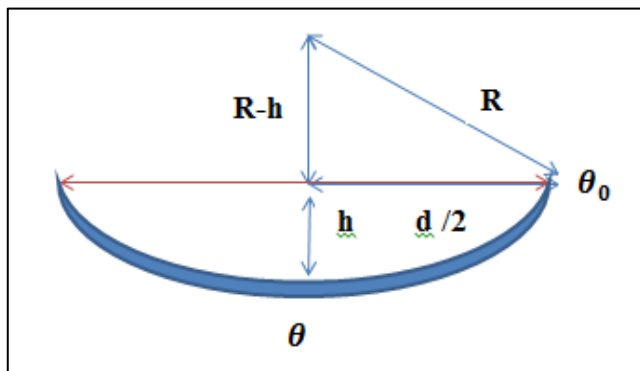
$$(5) 1 - \frac{h}{R} \cos \theta_0 = \frac{R-h}{R}$$

$$(6) s = 2\pi R^2 \left(1 - 1 + \frac{h}{R}\right) = 2\pi Rh$$

با توجه به روابط (۳) تا (۶) برای سامانه نوری اول (جمع کننده خورشیدی) و سامانه نوری دوم (هدایت کننده نور) داریم:

$$s = 5.02 \text{ m}^2 \text{ مساحت سامانه نوری اول (جمع کننده خورشیدی)}$$

$$s = 0/135 \text{ m}^2 \text{ مساحت سامانه نوری دوم (هدایت کننده نور)}$$



شکل ۳: طرح شماتیکی از جمع کننده خورشیدی

برای محاسبه فاصله کانونی جمع کننده و هدایت کننده داریم:

$$F = \frac{d^2}{16h} \quad (7)$$

d و h قطر و عمق سامانه نوری اول (جمع کننده خورشیدی) و سامانه نوری دوم (هدایت کننده نور) هستند، بنابراین داریم:

$$F = \frac{2.4^2}{16 \times 0.4} = 0.9$$

$$F = \frac{0.4^2}{16 \times 0.06} = 0.16 \text{ m}$$

نسبت تمرکز هندسی این جمع کننده (دو سامانه نوری)، با توجه به اینکه قطر لکه نوری هدایت شده به سمت حفره ۳۰ cm و قطر سطح موثر سامانه نوری اول ۲٫۴ m به صورت زیر محاسبه شده است:

$$A_{\text{اولنور سامانه}} = \pi r^2 = \pi \times 1,2^2 \approx 4,52 \text{ m}^2$$

شکل (۵) سامانه نوری اول (جمع کننده خورشیدی) و سامانه نوری دوم (هدایت کننده نور) ساخته شده

$$A_{\text{نور لکه}} = \pi r^2 = \pi \times 0.15^2 \approx 0.0706 \text{ m}^2$$

$$\Rightarrow CR_g = \frac{4,52}{0,0706} \approx 64 CR_g = \frac{A_{\text{نور سامانه اول}}}{A_{\text{نور لکه}}}$$

نسبت تمرکز هندسی محاسبه شده رابطه (۸) نشان می دهد که نور در پشت سامانه نوری به خوبی متمرکز شده است.

## ۶- نتیجه گیری و بحث

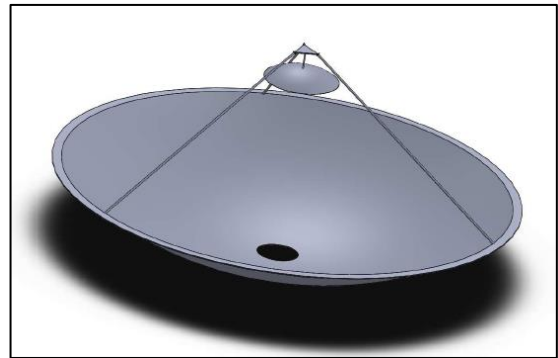
در این مقاله، به منظور استفاده حداکثری از انرژی خورشیدی، یک جمع کننده خورشیدی کروی به قطر ۲٫۴m و عمق ۰٫۴m با آینه های تخت  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  و ضخامت کمتر از ۲mm و توان بازتاب ۷۰٪ پوشانده شد و نور متمرکز شده به وسیله یک آینه کروی دیگر، با فاصله ای که کانون آن در کانون متمرکز کننده بزرگ قرار داشت، به سمت حفره ای که در مرکز جمع کننده تعبیه شده، هدایت شد. پس از ساخت و با توجه به محاسبات انجام شده، نور هدایت شده به پشت سامانه نوری اول (از طرق حفره) با نسبت تمرکز هندسی ۶۴ برابر متمرکز شد که با توجه به شدت تابش خورشیدی اهواز، شدت نوری بسیار بالایی به پشت سامانه نوری اول هدایت می شود که این شدت برای کاربردهایی از جمله به عنوان منبع دمش لیزر حالت جامد بسیار مفید خواهد بود.

## مراجع

- [۱] هادی. مجتبی، "ساخت جمع کننده خورشیدی به همراه ردیاب خورشیدی"، شانزدهمین کنفرانس دانشجویی مهندسی برق ایران، دانشگاه آزاد اسلامی واحد کازرون، ۱۴-۱۲ شهریور ۱۳۹۲.
- [2] C. G. Young, "A sun-pumped cw one-watt laser," *Appl. Opt.* **5**, 993-997 (1966).
- [۳] حق پرست. احد، قاسمی. سیدحامد، اشرفی. آیدین، بنانج. علیرضا، فتح الهی. تایماز، عظیمی. الهام، "شبیه سازی لیزر فیبری با دمش خورشیدی"، چهارمین همایش ملی مهندسی اپتیک و لیزر ایران، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، ۱۲-۱۰ شهریور ۱۳۹۴.
- [۴] آریایی اصل. امیر، روضاتی. سیدمحمد، "متمرکز کننده های انرژی خورشیدی، طراحی و ساخت دیش خورشیدی سهموی"، چهارمین کنفرانس بین المللی رویکردهای نوین در نگهداشت انرژی، تهران، ۲۹-۳۰ بهمن ۱۳۹۳.
- [۵] پ. معتمدی نسب، ا. احمدلو و م. نوری، "بررسی و مقایسه مدل های آنگستروم و مدل MS در تعیین میزان تابش خورشید در اهواز"، مجموعه مقالات دومین همایش ملی انرژی باد و خورشید، تهران، ۱۳۹۱.

## ۵- طراحی و ساخت

مطابق شکل (۴)، هدف ما هدایت و انتقال نور از حفره ای به قطر cm ۲۲ در جمع کننده است. بنابراین فاصله قرارگیری هدایت کننده از مرکز جمع کننده از اهمیت بالایی برخوردار است. به این منظور، هدایت کننده به گونه ای جاسازی شد که هدایت کننده و جمع کننده در کانون مشترک یکدیگر قرار گرفتند. با توجه به فواصل کانون محاسبه شده در قسمت های قبل، هدایت کننده در فاصله تقریباً m ۱٫۰۶ از جمع کننده قرار داده شد. این هدایت کننده به یک صفحه مثلثی متساوی الاضلاع به ضلع cm ۴۰ نگه داری می شود که توسط سه مسله به طول m ۱٫۱۷ نگه داری می شوند. فاصله هدایت کننده قابل تنظیم است.



شکل ۴: طرح شماتیکی از سامانه نوری اول (جمع کننده خورشیدی) و سامانه نوری دوم (هدایت کننده نور)

شکل (۵) عکسی از کل سامانه نوری جمع کننده را نشان می دهد.





Aug. 17-19, 2019

## تعیین برخی پارامترهای اپتیکی نانوساختارهای محلول در آب نیمه‌رسانا به کمک حسگر جبهه‌موج

رقیه ذالی کره‌ناب<sup>۱\*</sup>، پری امیری<sup>۲</sup>، فرشید نجفی نژاد<sup>۳</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۱</sup>، احسان احدی اخلاقی<sup>۴</sup>

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران<sup>۱</sup>

گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری‌های نوین، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران<sup>۲</sup>

گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری‌های نوین، دانشگاه فناوری‌های نوین سبلان، نمین، اردبیل، ایران<sup>۳</sup>

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان، زنجان، ایران<sup>۴</sup>

**چکیده:** یکی از خواص نور شکل جبهه‌موج نور است. در این تحقیق ابتدا به بیان مفهوم جبهه‌موج و توصیف برخی حسگرهای جبهه‌موج پرداخته و سپس با استفاده از چندجمله‌ای زرنیکه انواع ابیراهی حاصل در جبهه‌موج را تشخیص می‌دهیم. در این تحقیق برای اولین بار شکل جبهه‌موج نور عبوری از نانوذرات محلول در آب نیمه‌رسانا را بررسی کرده و اثر غلظت نانوذرات و رسوب نانوذرات سنگین را بر روی شکل جبهه‌موج نور تحقیق نموده‌ایم. نتایج آزمایش نشان می‌دهد که غلظت نانو ذرات محلول در آب نیمه‌رسانا در ابیراهی ایجاد شده در جبهه‌موج نور تأثیر دارد.

**کلید واژه:** ابیراهی؛ جبهه‌موج؛ حسگر هارتمن؛ ضرایب زرنیکه.

## Determination of Some Optical Properties of Water-Dispersed Semiconductor Nano Structures with Using Wavefront Sensor

Roghayeh Zali-Karehnab<sup>1,2</sup>, Pari Amiri<sup>2,3</sup>, Farshid Najafi Nezhad<sup>1,2</sup>, Yashar Azizian-Kalandaragh<sup>1,2</sup>, Ehsan Ahadi-Akhlaghi<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P.O. Box 179, Ardabil, Iran

<sup>2</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

<sup>3</sup>Department of Advanced Technologies, University of Mohaghegh Ardabili, Namin, Iran

<sup>4</sup>Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, PO Box 45195-1159, Zanjan, Iran

**Abstract-** One of the light's features is the shape of wavefront. In this research, we describe the wavefront concept and some wavefront sensors and then by using Zernike polynomials, determine types of the aberrations that occur on the wavefront. The transmitted wavefront shape of the semiconductor water-soluble nanoparticles and the effect of nanoparticle concentration and deposition of heavy ones on the shape of wavefront have been investigated for the first time in this research. The results show that the concentration of semiconductor water-soluble nanoparticles affects the wavefront aberration.

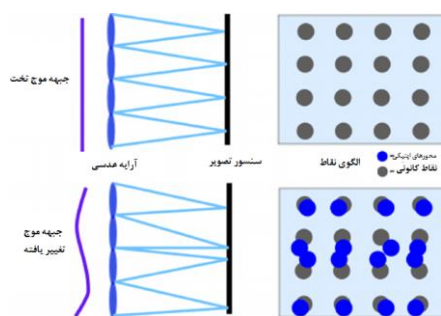
**Keywords:** Aberration; Hartmann sensor; Wavefront; Zernike coefficients.

## ۱- مقدمه

شعاع کره‌های جبهه‌موج، انحنای جبهه‌موج بسیار کم است و اغلب در ناحیه‌ای محدود از فضا می‌توان آنها را به صورت جبهه‌موج تخت در نظر گرفت. البته اشکال دیگری نیز برای جبهه‌موج می‌توان در نظر گرفت [۶ و ۷].

ابزارهای مختلفی برای جبهه‌موج‌سنجی وجود دارد از جمله حسگر انحنای جبهه‌موج<sup>۱</sup> [۸]، حسگر هارتمن<sup>۲</sup> [۲]، حسگر شیک-هارتمن<sup>۳</sup> [۲]، آزمون لبه چاقو فوکو<sup>۴</sup> [۹] و ... که در این مقاله به دو مورد از آنها اشاره شده است.

یوهانس فرانستس هارتمن در سال ۱۹۰۰ برای ردیابی پرتوهای نور یک تلسکوپ نجومی و افزایش کیفیت تصویر که به دلیل عبور از جو زمین و ابزار اپتیکی مورد استفاده دچار تغییراتی شده بود یک آرایه روزنه‌ای طراحی کرد که شامل مجموعه‌ای از روزنه‌ها با فاصله ثابت از حسگر می‌باشد. وی با استفاده از این ابزار نوری برای بهبود تصاویر، تلاش‌های زیادی نمود. این حسگر جبهه‌موج، بعدها در اپتیک تطبیقی کاربرد بسیاری پیدا کرد.



شکل (۱): شماتیکی از طرز کار حسگر شیک-هارتمن که در روزنه‌های آن عدسی استفاده شده است [۶].

در این حسگر پرتو عبوری از هر یک از روزنه‌ها بر روی یک حسگر فوتون (معمولاً یک آرایه CCD)، آشکارسازی می‌شود. نحوه کار با این حسگر به این صورت است که ابتدا موج تخت را وارد حسگر نموده و محل نقاط روی حسگر را به عنوان نقاط اولیه ثبت می‌نماییم، سپس نور دارای ابیراهی را وارد حسگر می‌کنیم. جابجایی نقاط روی حسگر نسبت به حالت اولیه نشان دهنده ابیراهی است که برای محاسبه ابیراهی ابتدا از روی جابجایی نقاط، شیب پرتو عبوری از روزنه‌ها را بدست آورده و بر اساس مجموعه این شیب‌ها، به روش انتگرال‌گیری و بازتولید موج می‌توان شکل جبهه‌موج ورودی را بازسازی نمود. در اواخر دهه ۱۹۶۰، رونالد شیک<sup>۵</sup> و بن پلت<sup>۶</sup> مجموعه‌ای از عدسی‌ها را با روزنه‌ها جایگزین نموده و با این کار دقت حسگر را افزایش دادند که به حسگر شیک-هارتمن معروف است [۶].

از جبهه‌موج‌سنجی در بررسی ابیراهی عدسی‌ها مخصوصاً در چشم پزشکی [۱]، نجوم و بهبود تصاویر نجومی [۲]، اپتیک تطبیقی [۳] و ارتباطات لیزری جوی [۴] استفاده شده است. بررسی تاریخچه تحقیقات در این زمینه نشان می‌دهد با وجود اینکه جبهه‌موج‌سنجی کاربرد زیادی می‌تواند در علم اپتیک داشته باشد ولی تاکنون به صورت محدود در این زمینه تحقیق و پژوهش صورت گرفته است.

با استفاده از اطلاعات موجود در باریکه نور عبوری از محیطی خاص می‌توان در مورد ویژگی‌های محیط بحث و بررسی انجام داد. به عنوان مثال می‌توان با طیف‌سنجی نور ستارگان اطلاعات زیادی در مورد ستارگان مختلف بدست آورد. ویژگی‌های مختلف محیط از جمله غلظت ذرات موجود در محیط می‌تواند بر نور عبوری تأثیرگذار باشد. چنانچه در بسیاری از تحقیقات، محققان تأثیر میکرو ذرات موجود در جو را بر روی نور عبوری در انتقال اطلاعات با باریکه نور ساختار یافته بررسی نموده‌اند [۵].

تأثیر محیط بر جبهه‌موج نور عبوری از آن را می‌توان بر اساس ابیراهی بیان نمود که این گونه بررسی روی جبهه‌موج، بسیار کم صورت گرفته و بیشتر در حیطه ابزارهای اپتیکی مانند عدسی‌ها و ابزارهای اپتیک تطبیقی، پژوهش‌هایی انجام گرفته است [۱ و ۳]. با بررسی تحقیقات پیشین می‌توان دریافت که تاکنون تغییرات جبهه‌موج نور عبوری از محلول‌ها مورد مطالعه قرار نگرفته است و لذا ما در این تحقیق بر آن بوده‌ایم که تغییرات جبهه‌موج نور عبوری از نانو ذرات محلول در آب را با غلظت‌های مختلف بررسی نموده و ارتباط بین ضرایب زرنیکه و مفهوم ابیراهی را به صورت کمی مورد مطالعه قرار دهیم.

## ۲- جبهه‌موج و جبهه‌موج‌سنجی

جبهه‌موج برای بیان نحوه انتشار موج بکار می‌رود و در واقع به مکان هندسی مجموعه نقاطی که موج به طور همزمان به آن‌ها می‌رسد و فاز ارتعاشی در آن‌ها یکسان بوده و هیچ اختلاف فازی وجود ندارد، جبهه موج گفته می‌شود. جبهه‌موج می‌تواند به صورت صفحات تخت موازی باهم و عمود بر راستای انتشار باشد که در این حالت آشفتگی تمام نقاط روی جبهه‌موج فقط در راستای انتشار خواهد بود. شکل دیگری از جبهه‌موج، امواج کروی است که در این صورت، جبهه‌های موج به صورت کره‌های هم‌مرکز بوده که از چشمه در حال دور شدن هستند و آشفتگی از یک چشمه موج در کلیه جهات به اطراف منتشر می‌گردد. در فواصل دورتر از چشمه، به دلیل افزایش

<sup>4</sup> Foucault knife-edge test

<sup>5</sup> Roland Shack

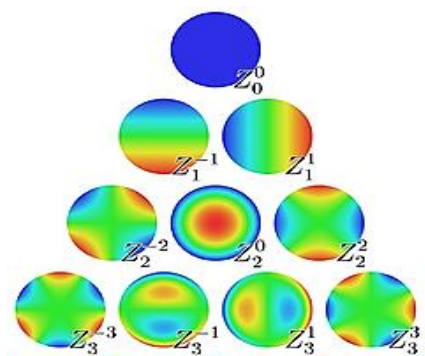
<sup>6</sup> Ben Platt

<sup>1</sup> Curvature sensing

<sup>2</sup> Hartmann

<sup>3</sup> Shack-Hartmann

چندجمله‌ای‌های شعاعی مربوط به زرنیکه می‌باشند. در جدول (۱)، ده جمله اول زرنیکه و تعابیر ابیراهی آن‌ها و در شکل (۲) نمودار ضرایب زرنیکه ارائه شده است [۶].



شکل (۲): تصویر چندجمله‌ای‌های زرنیکه

جدول (۱): ده جمله اول زرنیکه و نوع ابیراهی [۶]

نماد	رابطه ریاضی	عنوان ابیراهی
$Z_0^0$	1	پیستون
$Z_1^{-1}$	$2\rho \sin\theta$	تیلت
$Z_1^1$	$2\rho \cos\theta$	تیپ
$Z_2^{-2}$	$\sqrt{6}\rho^2 \sin 2\theta$	آستیگماتیسم مورب
$Z_2^0$	$\sqrt{3}(2\rho^2 - 1)$	ناکانونی
$Z_2^2$	$\sqrt{6}\rho^2 \cos 2\theta$	آستیگماتیسم عمودی
$Z_3^{-3}$	$\sqrt{8}\rho^3 \sin 3\theta$	سه‌پر عمودی
$Z_3^{-1}$	$\sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\sin\theta$	کما عمودی
$Z_3^1$	$\sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\cos\theta$	کما افقی
$Z_3^3$	$\sqrt{8}\rho^3 \cos 3\theta$	سه‌پر مورب

جدول (۲): چندجمله‌ای‌های زرنیکه و ابیراهی‌ها [۶]

عبارت مربوطه

$$\sqrt{(z_1 - 2z_6)^2 + (z_2 - 2z_7)^2}$$

$$2z_3 - 6z_8 \pm \sqrt{z_4^2 + z_5^2}$$

علامتی را انتخاب می‌کنیم که قدرمطلق اندازه حداقل شود

$$\pm 2\sqrt{z_4^2 + z_5^2}$$

قرینه علامت در جمله انحنا میدان

ابیراهی

اعوجاج

انحنای

میدان

آستیگماتیسم

یکی دیگر از دستگاه‌های سنجش ابیراهی حسگر انحنا جبهه-موج است که مشابه حسگر شیک هارتمن از آرایه‌ای از عدسی‌ها ساخته شده ولی برخلاف حسگر شیک هارتمن که با اندازه‌گیری جابه‌جایی موقعیت لکه‌ها شکل ابیراهی را نشان می‌دهد، این حسگر شدت را در دو طرف صفحه کانونی اندازه‌گیری می‌کند. بدین ترتیب، بر اساس شدت نسبی در دو مکان، انحنا جبهه‌موج قابل محاسبه است.

### ۳- ابیراهی و چندجمله‌ای‌های زرنیکه

شکل جبهه‌موج عبوری از یک عدسی می‌تواند بسیار پیچیده باشد. انحراف طول مسیر اپتیکی بین جبهه‌موج ایده‌آل و واقعی را ابیراهی گویند. به عبارت دیگر در سیستم اپتیکی هر انحرافی از تصویر کامل تحت عنوان ابیراهی مطرح می‌شود [۷].

برای تحلیل و بررسی انحرافات، ابیراهی‌ها را به انواع مختلف تقسیم نموده‌اند که عبارتند از: ابیراهی کروی، کما، آستیگماتیسم، انحراف میدان، اعوجاج و ... فریتس زرنیکه<sup>۷</sup> فیزیکدان نور شناس و منجم معروف برای توصیف ریاضی ابیراهی‌ها چندجمله‌ای‌های زرنیکه را معرفی نمود که با استفاده از آن‌ها می‌توان تغییر شکل جبهه‌موج از حالت تخت به حالت‌های دیگر را بر اساس بسط این چندجمله‌ای‌ها بیان نمود. این چندجمله‌ای‌ها در مختصات قطبی در درون دایره‌ای واحد متعامد و بهنجار هستند که از لحاظ جبرخطی می‌توان آن‌ها را به عنوان پایه فضا برای بیان شکل جبهه‌موج در نظر گرفت [۶].

توصیف جبهه‌موج دلخواه در مختصات قطبی توسط تابع  $W(r, \theta)$  صورت می‌گیرد که به صورت بسط دنباله‌ای از چندجمله‌ای‌های زرنیکه به صورت زیر بیان می‌گردد:

$$W(r, \theta) = \sum_{n,m} C_n^m Z_n^m(r, \theta) \quad (1)$$

که در آن  $C_n^m$  ضرایب بسط بوده و برای چندجمله‌ای زرنیکه داریم:

$$Z_n^m(r, \theta) = \begin{cases} N_n^m R_n^m(r) \cos m\theta & m \geq 0 \\ N_n^m R_n^{-m}(r) \sin(-m\theta) & m < 0. \end{cases} \quad (2)$$

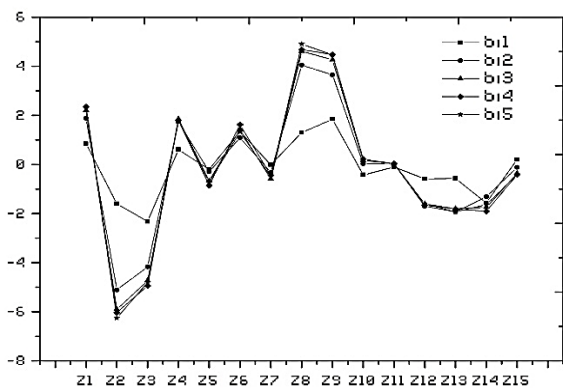
در رابطه (۲)، ضریب  $N_n^m$  ضریب بهنجارش است که از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$N_n^m = \sqrt{\frac{2(n+1)}{1+\delta_{m0}}} \quad (3)$$

و

$$R_n^m(r) = \sum_{l=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^l (n-l)!}{l! [\frac{1}{2}(n+m-l)]! [\frac{1}{2}(n-m-l)]!} r^{n-2l} \quad (4)$$

<sup>7</sup> Frits Zernike

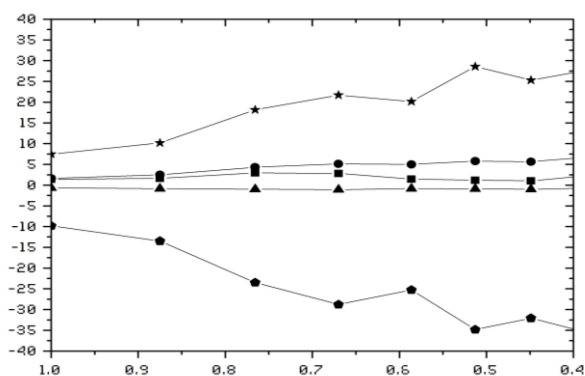


شکل (۵): نمودار تغییر ضرایب زرنیکه در زمان‌های مختلف برای یک غلظت  $\text{Bi}_2\text{O}_3$

در مرحله بعد ضرایب زرنیکه را برای نانوذرات بیسموت اکسید ( $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ) محلول در آب، با یک غلظت خاص در زمان‌های مختلف ثبت کرده و نتایج را در شکل (۵) رسم نموده‌ایم.

### ۵- تحلیل و نتایج

برای تحلیل نمودار شکل (۴) با استفاده از روابط جدول (۲)، می‌توان مقادیر ابریاهی را بر حسب ضرایب زرنیکه بدست آورد و نمودار شکل (۶) را رسم نمود [۶].



شکل (۶): نمودار ابریاهی بر حسب غلظت (ستاره: کروی، پنج-ضلعی: انحنا میدان، دایره: اعوجاج، مثلث: آستیگماتیسم و مربع: کما)

همانطور که دیده می‌شود تغییر غلظت باعث تغییر ابریاهی در نور عبوری از محیط شده است. با دقت بیشتر در نمودار می‌توان دریافت که رفتار ابریاهی با غلظت در هر پنج ابریاهی تقریباً خطی است، لذا می‌توان نتیجه گرفت که این تغییرات ناشی از غلظت است. همچنین مشاهده می‌شود ابریاهی کروی و انحنا میدان بیشترین تغییرات را دارند و با کاهش غلظت، این دو نوع ابریاهی بیشتر شده‌اند. در مقابل، ابریاهی‌های دیگر تغییر بسیار کمی دارند.

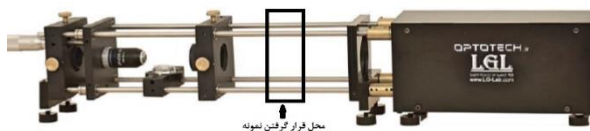
$$\frac{3\sqrt{z_6^2 + z_7^2}}{6z_8}$$

کما  
کروی

با تحقیقات انجام گرفته شده در اپتیک، محققان دریافتند که ترکیب خاصی از جملات زرنیکه نشان دهنده ابریاهی‌های کروی، کما، انحنا میدان، اعوجاج و آستیگماتیسم است که این روابط در جدول (۲) بیان شده است [۶].

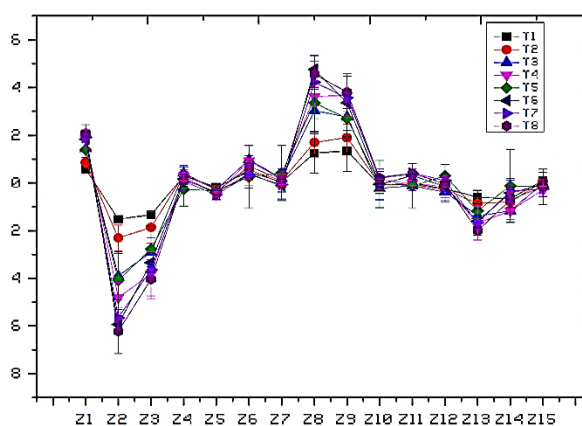
### ۴- شرح آزمایش

در بخش تجربی این تحقیق، پس از تهیه نانوذرات دی‌اکسید سیتانیوم ( $\text{TiO}_2$ ) با استفاده از روش فرا صوت، محلول آبی این ماده را با غلظتی تهیه نموده‌ایم که نور از آن عبور کند. این محلول را درون ظرف شفاف ریخته، در چیدمان سگ هارتمن در محل مشخص شده مطابق با شکل (۳) قرار داده و سپس جبهه‌موج تخت را از محلول عبور داده‌ایم.



شکل (۳): چیدمان آزمایش هارتمن مورد استفاده و محل قرارگیری نمونه

با استفاده از سگ هارتمن، ضرایب زرنیکه را در این غلظت ثبت نموده و در مرحله بعد، با کاهش غلظت نانوذرات آزمایش را تکرار کرده و ضرایب زرنیکه را ثبت نموده‌ایم. این روند در هشت مرحله تکرار شده و نمودار داده‌های بدست آمده در شکل (۴) رسم شده است. خط خطاها در نمودار به دلیل تکرار آزمایش است.

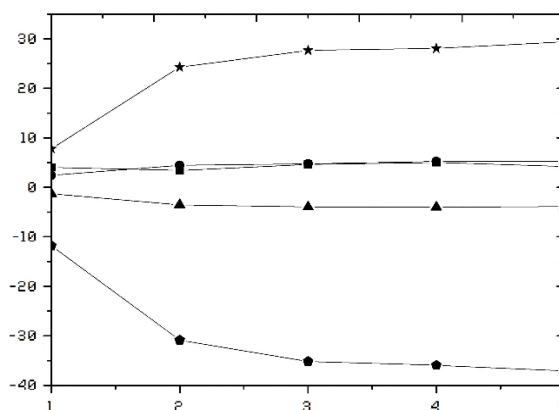


شکل (۴): نمودار تغییر ضرایب زرنیکه در غلظت‌های مختلف  $\text{TiO}_2$

[6]. V. Lakshminarayanan, A. Fleck, "Zernike polynomials: a guide", Journal of Modern Optics, Vol. 58, No. 7, 2011, pp 545-561.

[7]. J. C. WYANT, "Basic Wavefront Aberration Theory for Optical Metrology", APPLIED OPTICS AND OPTICAL ENGINEERING, VOL. 11.

[8]. R. François, "Curvature sensing and compensation: a new concept in adaptive optics", Applied Optics, Vol. 27, Issue 7, 1988, pp. 1223-1225. E. P. Goodwin and J. C. Wyant, "Field Guide to Interferometric Optical Testing", SPIE Press, Bellingham, WA, 2006.



شکل (۷): نمودار ابیراهی برحسب گام زمانی (ستاره: کروی، پنج ضلعی: انحنای میدان، دایره: اعوجاج، مثلث: آستیگماتیسم و مربع: کما)

در مرحله دوم که نانوذرات محلول آبی بیسموت اکسید را مورد آزمایش قرار داده ایم، این ماده به دلیل سنگین تر بودن با گذشت زمان رسوب می کند. برای تحلیل نمودار شکل (۵) با استفاده از روابط جدول (۲)، می توان با بدست آوردن مقادیر ابیراهی برحسب ضرایب زرنیکه نمودار شکل (۷) را رسم نمود. نمودار شکل (۷) نیز با نتایج قبلی همخوانی دارد، بنابراین غلظت ذرات موجود در محلول می تواند روی ابیراهی ها به ویژه ابیراهی های کروی و انحنای میدان تأثیر گذار باشد.

با توجه به نتایج بدست آمده، ابیراهی حاصل از عبور نور از محلول های آبی نیمه رسانای مورد آزمایش، نشان دهنده این واقعیت است که غلظت نانو ذرات روی ابیراهی های به وجود آمده تأثیر داشته و بیشترین تأثیر غلظت را می توان در ابیراهی های انحنای میدان و کروی مشاهده نمود.

## مراجع

- [1]. E. M. Daly, Ch. Dainty, "Ophthalmic wavefront measurements using a versatile pyramid sensor", Applied Optics, 2010, Vol 49, No31.
- [2]. B. C. Platt; R. Shack, "History and Principles of Shack-Hartmann Wavefront Sensing", Journal of Refractive Surgery, Vol 17, 2001, S573.
- [3]. A. Dubra, "Wavefront sensor and wavefront corrector matching in adaptive optics", Optics Express, Vol. 15, Issue 6, 2007, pp. 2762-2769.
- [4]. S. Kim, C. Park, H. Kim, "Free space optical communication system based on wavefront senseless adaptive optics", Proceedings SPIE-The international society for optical engineering, 2009.
- [5]. Y. Li, L. Yu, Y. Zhang, "Influence of anisotropic turbulence on the orbital angular momentum modes of Hermite-Gaussian vortex beam in the ocean", Vol 25, 2017, pp. 12203-12215.

Aug. 17-19, 2019

## بررسی اثرات برانگیختگی امواج پلاسمون سطحی نشتی گرافن در رفتار الکترومغناطیسی ساختارهای چندلایه

وحیده محدثی<sup>۱</sup>، اصغر عسگری<sup>۲</sup>، وحید سیاهپوش<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشگاه آزاد اسلامی، واحد سراب [v.mohadesi@gmail.com](mailto:v.mohadesi@gmail.com)

<sup>۲</sup>دانشگاه تبریز، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی

**چکیده:** حضور گرافن در ساختارهای لایه ای می تواند پاسخ الکترومغناطیسی ساختار را در محدوده فرکانس تراهرتز به شدت تحت تاثیر قرار دهد. یکی از تغییرات اساسی در این مورد در تابش پرتوهای با قطبش طولی با زاویه تابش بزرگتر از زاویه بحرانی بین لایه ها روی می دهد. در برخی ساختارهای چندلایه در حضور گرافن یک کمینه در ضریب بازتاب و گاهی یک عبور غیر عادی در زوایای غیر مجاز (زوایای بیش از زاویه بحرانی) مشاهده می شود. در این مقاله این پدیده با استفاده از جفت شدگی امواج تابشی با امواج پلاسمون سطحی گرافن بررسی می شود. مطالعه این پدیده با استفاده از امواج پلاسمون سطحی از نوع نشتی امکانپذیر است که با میدانهای غیرمعمول با دامنه افزایشده مشخص می شوند. در این مقاله این امواج برای محاسبه رابطه پاشندگی امواج سطحی گرافن در نظر گرفته شده و نقش آنها در پاسخ ساختارهای لایه ای شامل گرافن بررسی می شود. نتایج نشان می دهد که رفتار ویژه این ساختارها شامل کمینه بازتاب و عبور غیرعادی، ناشی از برانگیختگی امواج پلاسمون سطحی نشتی در این ساختارها می باشد.

**کلید واژه:** امواج نشتی، پلاسمون سطحی، ساختارهای لایه ای، گرافن

## Investigation of Coupled Surface Plasmon Modes of Double Layer Graphene in Otto Configuration

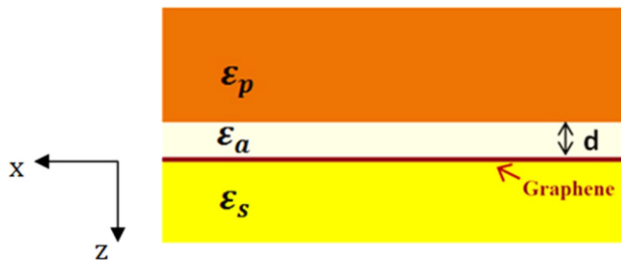
Vahideh Mohadesi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, Sarab Branch, Islamic Azad University, Sarab, Iran, [v.mohadesi@gmail.com](mailto:v.mohadesi@gmail.com)

**Abstract:** In this paper, we consider Otto configuration including two graphene layer and excitation of coupled modes is investigated. Study of electromagnetic response in TM polarized incidence shows that in THz range of frequency, angular scanning of incident light reveals one or two dip of reflection in total internal reflection angles. Dispersion curves of coupled surface plasmon modes of double layer graphene can be estimated via the loci of the reflection dip for different frequency. Effect of the structure parameters such as the distance of two graphene layer on the coupled modes (Symmetric, Asymmetric) dispersion is investigated. Results show that, for distances  $\approx <1\mu m$  two coupled modes separated so that the excitation of A-symmetric mode is impossible by this configuration and just one dip related to the symmetric mode appears in the reflection. Whereas, in long separation distances two modes can be placed in leaky region as the reduction of coupling and two dips appear in the reflection. Results can be applicable for design and improvement of plasmonic devices.

**Keywords:** Coupled modes, Double layer graphene, Otto configuration, Reflection dip, Surface plasmon polariton





## ۱- مقدمه

شکل (۱): گرافن در یک ساختار چند لایه. در این ساختار گرافن روی یک زیرلایه یکنواخت قرار دارد و یک ماده با ضریب دی‌الکتریک بالا با فاصله از آن قرار گرفته است.

با توجه به محدوده فرکانس انتخابی ترهتز امواج پلاسمون سطحی با قطبش TM می‌توانند در ورقه گرافن منتشر شوند. از آنجایی که با توجه به پارامترهای ساختاری و محدوده فرکانس هر دو نوع امواج پلاسمون سطحی مقید و نشتی می‌توانند در این ساختار دارای اعتبار فیزیکی باشند، در این مقاله امواج از نوع نشتی در نظر گرفته می‌شود و نقش آنها در پاسخ الکترومغناطیسی ساختار مورد بررسی قرار می‌گیرد. بنابراین با فرض وابستگی زمانی  $\vec{E}, \vec{H} \sim \exp(-i\omega t)$  رابطه مربوط به میدان مغناطیسی را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\begin{cases} H_y^1(x, z) = \exp(ik_x x) \{A_1 e^{+k_{1z}|z-d|}\}, \\ H_y^2(x, z) = \exp(ik_x x) \{A_2 e^{-k_{2z}|z|} + B_2 e^{+k_{2z}|z|}\} \\ H_y^3(x, z) = \exp(ik_x x) \{B_3 e^{-k_{3z}|z|}\} \end{cases}$$

که در آن  $k_{mz}^2 = k_x^2 - \epsilon_m k_0^2$  و  $m = 1, 2, 3$  به ترتیب به محیطهای منشور، شکاف و زیرلایه دلالت می‌کنند.

در رابطه فوق علامت + که برای  $k_{1z}$  در نظر گرفته شده است نشان دهنده میدانهای غیر معمول است که میدانهایی نوسانی با دامنه فزاینده نسبت به فصل مشترک هستند.

با استفاده از شرایط مرزی و صفر قرار دادن ماتریس ضرایب می‌توان به معادله پاشندگی ساختار دست یافت.

$$e^{k_{2z}d} \left[ \left( \frac{\epsilon_2}{k_{2z}} - \frac{\epsilon_1}{k_{1z}} \right) \left( \frac{\epsilon_3}{k_{3z}} + \frac{\epsilon_2}{k_{2z}} + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) + e^{-k_{2z}d} \left[ \left( \frac{\epsilon_2}{k_{2z}} - \frac{\epsilon_1}{k_{1z}} \right) \left( \frac{\epsilon_3}{k_{3z}} - \frac{\epsilon_2}{k_{2z}} + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \right] \right] = 0$$

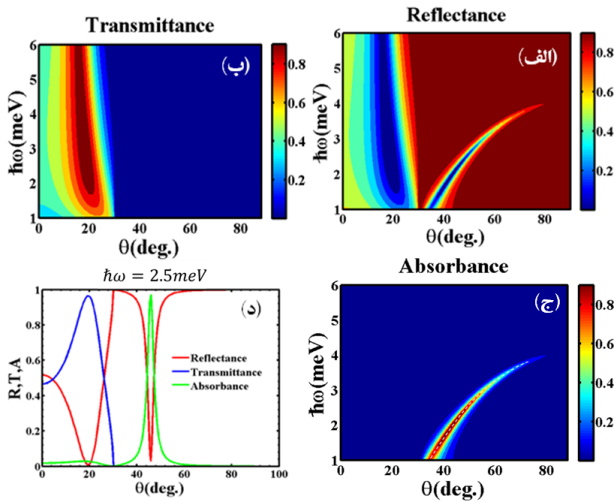
مرز اعتبار میدانهای نشتی در این ساختار با توجه به نقطه تلاقی منحنی پاشندگی با خط نوری منشور تعیین می‌شود. منحنی پاشندگی به همراه خط نوری منشور در شکل (۲)-الف رسم شده است.

در سالهای اخیر قابلیت گرافن در تشکیل امواج پلاسمون پلاریتون سطحی بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۵-۱]. نتایج بررسی های انجام شده نشان می‌دهد که در محدوده فرکانس ترهترت، ورقه گرافن آلائیده می‌تواند انتشار امواج پلاسمون سطحی با قطبش TM را در فصل مشترک دو محیط دی‌الکتریک فراهم کند. به دلیل خصوصیات ویژه امواج پلاسمون سطحی گرافن نظیر امکان تنظیم پذیری آن با استفاده از عوامل خارجی، استفاده از آن در طراحی ادوات تنظیم پذیر به سرعت رو به افزایش است [۹-۶]. در این زمینه آنچه که در اغلب منابع مورد بررسی قرار گرفته است امواج پلاسمون سطحی مقید است که امواج غیرتابشی با جایگزیدگی بالا در فصل مشترک دو محیط هستند [۱۲-۱۰]. با وجود این در برخی از ساختارها، امکان واجت شدگی امواج تابشی از امواج پلاسمون سطحی با برآورده شدن شرایط تطابق فاز فراهم می‌شود و موج پلاسمون سطحی نشتی به وجود می‌آید [۱۳، ۱۴]. با وجود اینکه شناخت نوع مدهای یک ساختار نقش اساسی در بررسی رفتار فیزیکی آن و مدلسازی ادوات مربوطه دارد، نوع پلاسمونهای سطحی نشتی در اغلب منابع پلاسمونیک نادیده گرفته شده است. در حالیکه بررسی دقیق رفتار فیزیکی این ساختارها تنها با در نظر گرفتن برانگیزش امواج پلاسمون سطحی نشتی امکانپذیر می‌باشد.

● در این مقاله امواج پلاسمون سطحی نشتی مربوط به گرافن مورد بررسی قرار گرفته است. امکان برانگیزش این امواج با استفاده از یک همسایگی لایه ای ناهمگن برای گرافن فراهم می‌شود. این ناهمگنی می‌تواند حضور یک ماده با ضریب شکست بالا در فاصله نزدیک از ورقه گرافن باشد. سپس اثر این امواج در رفتار مغناطیسی ساختار مورد بررسی قرار می‌گیرد.

## ۲- مدلسازی و نتایج

یک ساختار لایه ای شامل گرافن، مشابه پیکربندی اتو گرافنی در این مقاله مورد بررسی قرار می‌گیرد. در این ساختار که در شکل (۱) نشان داده شده است، ورقه گرافن روی یک زیر لایه قرار دارد و یک منشور با ضریب شکست بالا در فاصله d از این ورقه گرافن قرار گرفته است. ثابت دی‌الکتریک منشور، شکاف هوا و زیرلایه به ترتیب  $\epsilon_s, \epsilon_a, \epsilon_p$  هستند.



شکل (۳). ضرایب (الف) بازتاب (ب) عبور و (ج) جذب بر حسب انرژی و زاویه نور فرودی برای ساختار اتوگرافانی (د) ضرایب بر حسب زاویه نور فرودی به ازای انرژی ثابت ۲/۵ میلی الکترون ولت

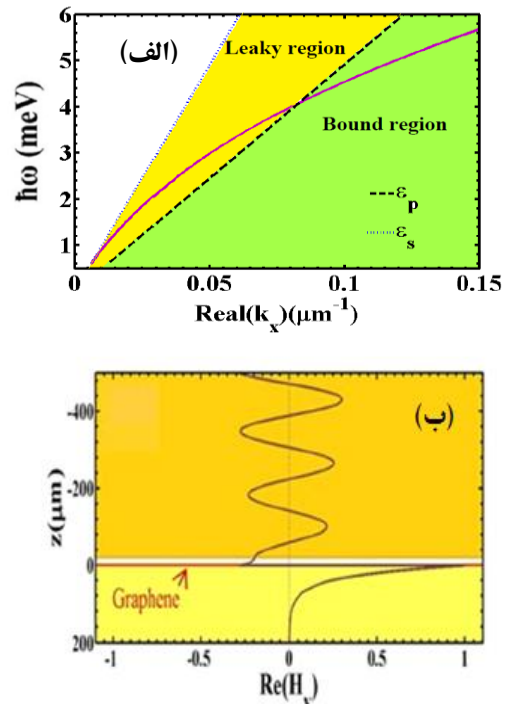
زمانیکه چنین ساختاری تحت تابش مایل قرار می گیرد به ازای زوایای کمتر از زاویه بحرانی عبور وجود دارد که در زاویه خاصی به نام زاویه برونتر این عبور به بیشترین مقدار می رسد و ضریب بازتاب صفر خواهد شد. در غیاب گرافن انتظار می رود که در زوایای بیشتر از زاویه بحرانی در اثر بازتاب کلی داخلی تمام پرتو فرودی به محیط اول منعکس شده و ضریب بازتاب در این ناحیه مقدار واحد داشته باشد. لیکن حضور گرافن در این ساختار رفتار آن را دستخوش تغییر می کند. در این محدوده فرکانسی، برانگیزش امواج پلاسمون سطحی نشستی امکانپذیر بوده و بنابراین امواج نشستی در منشور منتشر می شوند. در واقع رفتار این ساختار نتیجه برهمکنش امواج بازتابی و امواج نشست شده است. تداخل ویرانگر بین این دو میدان موجب ظهور یک کمینه در ضریب بازتاب می شود.

### ۳- نتیجه گیری

ظهور کمینه بازتاب به ازای زوایای بزرگتر از زاویه بحرانی در برخی ساختارهای لایه ای نظیر پیکربندی اتو اساس استفاده از آنها در طراحی انواع ادوات پلاسمونیک می باشد که دلیل این رفتار بدون در نظر گرفتن امواج پلاسمون سطحی نشستی مربوط به گرافن امکانپذیر نیست. در چنین ساختارهایی امکان واجت شدگی نور از امواج سطحی تحت شرایط خاصی و به ازای یک محدوده مشخص فرکانس امکانپذیر است. برهمکنش این امواج نشستی با پرتوهای منعکس شده در اثر بازتاب داخلی منجر به رفتار ویژه آنها می شود. انطباق منحنی پاشندگی امواج نشستی با موقعیت بیشینه جذب نشان دهنده ضرورت استفاده از این میدانها در بررسی رفتار چنین ساختارهایی می باشد.

### مراجع

1. Lin, I.T., *Optical Properties of Graphene from the THz to the Visible Spectral Region*. 2012.



شکل (۲): (الف) منحنی پاشندگی امواج پلاسمون سطحی مقید و نشستی، (ب) نحوه توزیع میدان مغناطیسی در راستای عمود بر فصل مشترک به ازای  $\hbar\omega = 3\text{meV}$

نحوه توزیع میدان مغناطیسی در راستای عمود بر فصل مشترک برای ناحیه نشستی،  $\hbar\omega = 3\text{meV}$  در شکل (۲) ب- نشان داده شده است. در واقع زمانیکه امواج نشستی برانگیخته می شوند، به ازای زاویه خاصی که برای آن شرط جور شدگی تکانه روی می دهد، مقداری از انرژی امواج سطحی در محیط تابش می شود. واجت شدگی امواج تابشی از امواج سطحی در اثر ساختار لایه ای ناهمگن در مجاورت گرافن روی می دهد [۱۳، ۱۵]. برانگیختگی این نوع امواج می تواند تاثیر قابل توجهی را در رفتار الکترومغناطیسی چنین ساختارهایی نشان دهد به منظور بررسی رفتار این ساختار، پاسخ الکترومغناطیسی آن را با استفاده از روش ماتریس انتقال و محاسبه ضرایب بازتاب، عبور و جذب مورد بررسی قرار می دهیم. نتایج این بررسی در شکل (۳) آمده است. در این شکل یک کمینه در ضریب بازتاب در محدوده زوایای بزرگتر از زاویه بحرانی دیده می شود که برای آن عبور وجود ندارد و جذب مشاهده می شود. مقایسه نتایج به دست آمده در بخش اول با این نتایج این قسمت جالب توجه می باشد. منحنی پاشندگی به دست آمده برای امواج نشستی در بخش اول بر حسب زاویه پرتوهای نشستی در شکل (۳) ج- به صورت نقطه چین نشان داده شده است. بررسیها نشان می دهد که به ازای فرکانس ثابت، موقعیت این منحنی کاملا بر موقعیت بیشینه جذب منطبق است. بنابراین بررسی رفتار منحصر به فرد چنین ساختارهایی تنها با استفاده از امواج نشستی با میدانهای غیرمعمول میسر است.

2. Jablan, M., H. Buljan, and M. Soljačić, *Plasmonics in graphene at infrared frequencies*. Physical review B, 2009. **80**(24): p. 245435.
3. Politano, A. and G. Chiarello, *Plasmon modes in graphene: status and prospect*. Nanoscale, 2014. **6**(19): p. 10927-10940.
4. Farhat, M., S. Guenneau, and H. Bağcı, *Exciting graphene surface plasmon polaritons through light and sound interplay*. Physical review letters, 2013. **111**(23): p. 237404.
5. Gonçalves, P.A.D. and N.M. Peres, *An introduction to graphene plasmonics*. 2016: World Scientific.
6. Zhang, Z., K. Chang, and F. Peeters, *Tuning of energy levels and optical properties of graphene quantum dots*. Physical Review B, 2008. **77**(23): p. 235411.
7. Guo, B., et al., *Graphene doping: a review*. Insciences J., 2011. **1**(2): p. 80-89.
8. Hwang, E. and S.D. Sarma, *Dielectric function, screening, and plasmons in two-dimensional graphene*. Physical Review B, 2007. **75**(20): p. 205418.
9. Yan, H., et al., *Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks*. Nature Nanotechnology, 2012. **7**(5): p. 330-334.
10. Barnes, W.L., *Surface plasmon-polariton length scales: a route to sub-wavelength optics*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2006. **8**(4): p. S87.
11. Berini, P., *Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of symmetric structures*. Physical Review B, 2000. **61**(15): p. 10484.
12. Berini, P., *Long-range surface plasmon polaritons*. Advances in Optics and Photonics, 2009. **1**(3): p. 484-588.
13. Mohadesi, V., V. Siahpoush, and A. Asgari, *Investigation of leaky and bound modes of graphene surface plasmons*. Journal of Applied Physics, 2017. **122**(13): p. 133113.
14. Burke, J., G. Stegeman, and T. Tamir, *Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films*. Physical Review B, 1986. **33**(8): p. 5186.
15. Mohadesi, V., A. Asgari, and V. Siahpoush, *Radiation characteristics of Leaky Surface Plasmon polaritons of graphene*. Superlattices and Microstructures, 2018. **119**: p. 40-45.

Aug. 17-19, 2019

## امواج الکترومغناطیسی با قطبش دایروی در پلاسمای کوانتومی اسپینی مغناطیده

آیدا لطفعلی زاده\*، جعفر برهانیان

دانشگاه محقق اردبیل، دانشکده علوم، گروه فیزیک، صندوق پستی ۱۷۹.

ایمیل نویسنده مسئول: aydalotfalizadeh1@gmail.com

**چکیده:** انتشار امواج الکترومغناطیسی با قطبش دایروی در رژیم خطی در یک پلاسمای کوانتومی مغناطیده با لحاظ کردن نقش اسپین الکترون‌ها مورد بررسی قرار گرفته است. برای نیل به این هدف از یک مدل تک سیالی کوانتومی که علاوه بر نقش اسپین، اثرات اسپین-سرعت نیز در آن منظور شده کمک گرفته شده است. نشان داده می شود که منظور کردن اثر اخیر باعث ظهور یک جمله اضافی در رابطه پاشندگی مربوط به امواج خواهد شد. این رابطه پاشندگی به صورت پارامتریک مورد بررسی قرار گرفته و تاثیر چگالی پلاسما، نوع قطبش و شدت میدان مغناطیسی بر روی ضریب شکست محیط پلاسما مطالعه شده است.

**کلید واژه:** پلاسمای کوانتومی اسپینی، امواج الکترومغناطیسی، قطبش دایروی

## Electromagnetic Waves with Circular Polarization in Magnetized Spin Quantum Plasma

Ayda Lotfalizadeh\*, Jafar Borhanian

*Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil*

**Abstract:** The propagation of electromagnetic waves with circular polarization in a linear regime in magnetized quantum plasma has been investigated by considering the role of spin electrons. In order to achieve this goal, a quantum single-fluid model has been used to determine the spin-speed effects in addition to the spin's role. It is shown that by considering the recent effect will lead to the appearance of an extra sentence in the relation of wave dispersion. This dispersion relation was studied parametrically and the effect of plasma density, polarization type and magnetic field intensity on the refractive index of the plasma environment was studied.

**Keywords:** Spin quantum plasma, Electromagnetic waves, Circular polarization.

۱- مقدمه

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_j \frac{\partial}{\partial x_j}\right) S_i = -\frac{2\mu}{\hbar} \varepsilon_{ijk} B_j S_k - \frac{1}{nm} \frac{\partial \Sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_j \frac{\partial}{\partial x_j}\right) \Sigma_{ij} = & -\frac{\partial V_k}{\partial x_k} \Sigma_{ij} - \frac{\partial V_j}{\partial x_k} \Sigma_{ik} - \\ & \frac{e}{m} \varepsilon_{jkl} B_l \Sigma_{ik} + \frac{2\mu}{\hbar} \varepsilon_{ikl} B_l \Sigma_{kl} + \frac{\hbar \mu m}{2} \frac{\partial B_i}{\partial x_j} \\ & - \frac{2\mu m}{\hbar} S_i S_k \frac{\partial B_k}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (4)$$

که در آن چگالی الکترون،  $P_i$  مولفه‌های تکانه الکترون (که به صورت  $P_i = m\gamma V_i$  از سرعت ذرات به دست می‌آید و  $\gamma$  در آن پارامتر نسبیتی می‌باشد)،  $S_i$  چگالی اسپین و  $\Sigma_{ij}$  مولفه‌های تانسور اسپین-سرعت می‌باشد که اسپین و سرعت را به هم مرتبط می‌سازد.  $E_i$  و  $B_i$  نیز به ترتیب میدان الکتریکی و مغناطیسی و  $e$  بار الکتریکی،  $m$  جرم الکترون و  $\hbar$  ثابت پلانک هستند. همچنین  $\mu = -ge\hbar/4m$  می‌باشد که در آن برای الکترون  $g = 2.0023$  در نظر گرفته می‌شود. معادلات ماکسول را نیز به صورت زیر می‌توان نوشت:

$$\frac{\partial B_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial E_i}{\partial x_i} = \frac{en}{\epsilon_0}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ijk} \frac{\partial E_k}{\partial x_j} = & -\frac{\partial B_i}{\partial t} \\ \varepsilon_{ijk} \frac{\partial B_k}{\partial x_j} = & \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_i}{\partial t} - \frac{e\mu_0 n P_i}{\gamma} + \frac{2\mu\mu_0}{\hbar} \varepsilon_{ijk} \frac{\partial (nS_k)}{\partial x_j} \end{aligned}$$

چون هدف بررسی انتشار امواج خطی است لذا کمیات فیزیکی را به دوبرخش تعادلی و اختلالی جدا می‌کنیم

$$\begin{aligned} B_i = B_{i0} + \tilde{B}_i & \quad n = n_0 + \tilde{n} \\ S_i = S_{i0} + \tilde{S}_i & \quad E_i = \tilde{E}_i \\ \Sigma_{ij} = \tilde{\Sigma}_{ij} & \quad V_i = \tilde{V}_i \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن پارامترهایی که با بالانویس  $\sim$  مشخص شده‌اند جملات اختلالی می‌باشند. از این رو معادلات سیالی خطی شده را با حذف جملات اختلالی مراتب بالا به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + \frac{\partial (n_0 \tilde{V}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \tilde{P}_i}{\partial t} = -e(\tilde{E}_i + \varepsilon_{ijk} \tilde{V}_j B_{k0}) + \frac{2\mu}{\hbar} \left( S_{j0} \frac{\partial \tilde{B}_j}{\partial x_i} + \tilde{S}_j \frac{\partial B_{j0}}{\partial x_i} \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial \tilde{S}_i}{\partial t} = -\frac{2\mu}{\hbar} \varepsilon_{ijk} (\tilde{B}_j S_{k0} + B_{j0} \tilde{S}_k) - \frac{1}{nm} \frac{\partial \tilde{\Sigma}_{ij}}{\partial x_j}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\Sigma}_{ij}}{\partial t} = & -\frac{e}{m} \varepsilon_{jkl} B_{l0} \tilde{\Sigma}_{ik} + \frac{2\mu}{\hbar} \varepsilon_{ikl} B_{l0} \tilde{\Sigma}_{kl} + \frac{\hbar \mu m_0}{2} \frac{\partial \tilde{B}_i}{\partial x_j} \\ & - \frac{2\mu m_0}{\hbar} S_{i0} S_{k0} \frac{\partial \tilde{B}_k}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (10)$$

در سالهای اخیر، به جهت کاربردهایی که در ادوات الکترونیکی کوچک، نانولوله‌های کربنی، نقاط کوانتومی، محیط‌های اختریفیزیکی چگال، ستاره‌های نوترونی و برهمکنش لیزر با پلاسما وجود دارد، توجه ویژه‌ای به مطالعه جنبه‌های مختلف فیزیکی پلاسما کوانتومی شده است. انتشار امواج الکترومغناطیسی در چنین محیطی نه فقط از دیدگاه بنیادی اهمیت دارد بلکه برای دیاگنوستیک و فهمیدن پدیده‌های مشاهده شده در آنها ضروری است. برای نیل به این منظور اغلب از مدل سیالی برای مطالعه خواص امواج استفاده می‌شود چرا که مدل جنبه‌های بسیار بفرنج و گاه ناممکن است. پاشندگی امواج خطی در پلاسما کوانتومی با استفاده از مدل سیالی بدون در نظر گرفتن اسپین در مرجع [۱] مورد توجه واقع شده است. به نظر می‌رسد اگر اسپین ذرات بخصوص الکترونها نیز در مدل فیزیکی منظور گردد می‌تواند باعث ظهور پدیده‌های جدیدی نیز شود [۲]. مخصوصاً در پلاسماهای با چگالی بالا و مغناطیده اثر اسپینها دوجندان می‌نماید حتی اگر دمای محیط بالا باشد [۳]. به همین خاطر مطالعه نقش اسپین الکترونها در انتشار امواج الکترومغناطیسی بسیار مهم جلوه می‌کند. مراجع [۴-۶] به تفصیل به این مهم پرداخته‌اند. مدل‌های بکار رفته در این مراجع یا تک سیالی و بدون در نظر گرفتن پلاریزاسیون اسپینی بوده و یا از مدل دو سیالی که در آن یک سیال مربوط به الکترونها و اسپین بالا و دیگری مربوط به الکترونها و اسپین پایین است می‌باشد. زمانیان و همکاران [۷] مدل تک سیالی را برای پلاسما کوانتومی اسپینی ارایه دادند که نه تنها تمام نتایج مدل دو سیالی را حاصل می‌کند بلکه کاملتر نیز می‌باشد. لذا هدف این مقاله مطالعه انتشار امواج الکترومغناطیسی با قطبش دایروی در امتداد میدان مغناطیسی در یک پلاسما کوانتومی است که اسپین الکترونها نیز در آن منظور شده است.

۲- مدل سیالی و رابطه پاشندگی

برای توصیف پلاسما کلاسیک از مدل سیالی - ماکسولی استفاده می‌شود. روش‌های مختلفی برای وارد کردن اثرات کوانتومی و اسپینی در مدل سیالی معمول وجود دارد. می‌توان مدل سیالی را با استفاده از معادله شرودینگر، دیراک یا پائولی و یا با استفاده از ممان تابع توزیع در مدل جنبشی به دست آورد. مدل سیالی بکارگرفته شده در این مقاله از مرجع [۷] به عاریت گرفته شده است. در این مدل الکترونها به عنوان یک سیال در نظر گرفته می‌شوند، اما همبستگی بین اسپین و سرعت با استفاده از یک متغیر ماکروسکوپی به نام تانسور اسپین-سرعت بیان می‌شود. برای یک پلاسما مغناطیده سرد معادلات سیالی به صورت زیر می‌باشند

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (nV_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_j \frac{\partial}{\partial x_j}\right) P_i = -e(E_i + \varepsilon_{ijk} V_j B_k) + \frac{2\mu}{\hbar} S_j \frac{\partial B_j}{\partial x_i}, \quad (2)$$

وجود جواب غیربدیهی برای معادلات بالا صادق بودن رابطه پا شندگی زیر را الزام می‌باشد

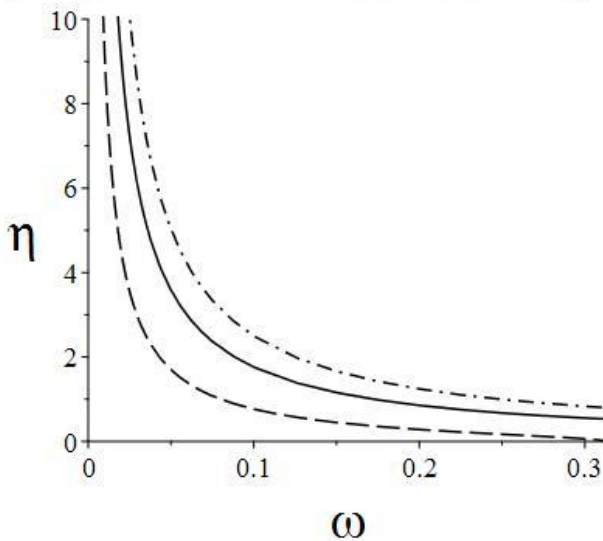
$$1 - \frac{\omega^2}{k^2 c^2} + \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{k^2 c^2 (\omega + \alpha \omega_c)} - \frac{\alpha \omega_s}{(\omega + \alpha \omega_{cg})} + \frac{k^2 v_s^2}{(\omega + \alpha \omega_{cg})^2} = 0 \quad (26)$$

که در آن  $\omega_c = eB_0 / m$  فرکانس سیکلوترونی،  $\omega_{cg} = 2\mu B_0 / \hbar$  فرکانس تقدیمی اسپینی،  $\omega_s = 4\mu_0 n_0 S_0 \mu^2 / \hbar^2$  فرکانس است که حاصل از تصحیح اسپینی جریان مغناطش بوده و  $v_s = (\mu_0 n_0 \mu^2 / m)^{1/2}$  سرعت مشخصه ای است که حاصل از تانسور اسپین-سرعت می‌باشد. همچنین چگالی اسپین در حالت تعادل بوسیله رابطه  $S_0 = \hbar \tanh(\mu B_0 / K_B T_0) / 2$  مشخص می‌شود. رابطه پا شندگی (26) متناظر با رابطه پا شندگی است که در مراجع [5 و 4] به کمک مدل دو سیالی بدست آمده است با این تفاوت که جمله آخر در معادله فوق اضافی است. این جمله اضافی ناشی از همبستگی اسپین-سرعت می‌باشد. نتیجه (26) را می‌توان مهر تاییدی بر کامل بودن مدل تک سیالی ارایه شده در مرجع [7] برای پلاسمای کوانتومی اسپینی نیز دانست. با تعریف ضریب شکست  $\eta = kc / \omega$  می‌توان رابطه پا شندگی بالا را به صورت زیر نیز نوشت

$$\frac{\omega^2 v_s^2 \eta^4}{(\omega + \alpha \omega_{cg})^2} + \frac{[\omega + \alpha(\omega_{cg} - \omega_s)] \eta^2}{\omega + \alpha \omega_{cg}} - \frac{\alpha \omega_c}{\omega + \alpha \omega_c} = 0 \quad (27)$$

که در آن تمام فرکانس‌ها با فرکانس پلازما  $\omega_{pe}$ ، عدد موج نیز با  $\omega_{pe} / c$  و سرعت نیز با سرعت نوری بعد شده‌اند. شکل‌های 1 و 2 وابستگی ضریب شکست به فرکانس موج را برای مقادیر متفاوت میدان مغناطیسی و چگالی پلازما نشان می‌دهد.

$$\text{--- } B_0 = 1 \times 10^8 \quad \text{— } B_0 = 4 \times 10^8 \quad \text{- - - } B_0 = 8 \times 10^8$$



با خطی سازی معادلات ماکسول نیز داریم:

$$\varepsilon_{ijk} \frac{\partial \tilde{E}_k}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{B}_i}{\partial t} \quad (11)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_i}{\partial x_i} = \frac{e \tilde{n}}{\epsilon_0} \quad (12)$$

$$\frac{\partial \tilde{B}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (13)$$

$$\varepsilon_{ijk} \frac{\partial \tilde{B}_k}{\partial x_j} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \tilde{E}_i}{\partial t} - \frac{e \mu_0 n_0 \tilde{P}_i}{\gamma} + \frac{2 \mu \mu_0}{\hbar} \varepsilon_{ijk} \left( \frac{\partial (n_0 \tilde{S}_k)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\tilde{n} S_{k0})}{\partial x_j} \right) \quad (14)$$

با فرض اینکه میدان مغناطیسی تعادلی و جهت انتشار موج امتداد محور Z باشد آنگاه می‌توان نشان داد که در رژیم خطی از بین نه مولفه تانسور اسپین-سرعت فقط مولفه های  $\Sigma_{13}, \Sigma_{23}$  مهم بوده و بقیه ناچیز هستند. با این توصیف و با فرض وابستگی زمانی و مکانی کمیات فیزیکی به صورت  $\exp i(kz - \omega t)$  مولفه های طولی معادلات فوق منجر به نتایج زیر خواهند شد

$$i \alpha m V_z = e E_z \quad (15)$$

$$i k E_z = \frac{e}{\epsilon_0} n \quad (16)$$

$$i \alpha n = i n_0 k V_z \quad (17)$$

$$B_z = 0 \quad (18)$$

که با حل آنها به رابطه پا شندگی نوسانات پلازما یعنی

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 = \left( e^2 n_0 / m \epsilon_0 \right)^{1/2} \quad (19)$$

که در آن  $\omega_{pe}$  فرکانس الکترونی پلازما است. همانطور که واضح است نوسانات پلاسمایی در امتداد میدان مغناطیسی از اثرات کوانتومی و اسپینی تاثیر نمی‌پذیرند.

برای بررسی مدهای الکترومغناطیسی عرضی بهتر است ابتدا کمیات زیر تعریف شوند

$$B = B_x + i \alpha B_y, \quad E = E_x + i \alpha E_y \quad (20)$$

$$S = S_x + i \alpha S_y, \quad \Sigma = \Sigma_{13} + i \alpha \Sigma_{23}$$

$$P = P_x + i \alpha P_y, \quad V = V_x + i \alpha V_y$$

که در آن  $\alpha = 1$  متناظر با امواج با قطبش راستگرد (چپگرد) است. در نتیجه معادلات عرضی را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$i \omega B = -\alpha k E \quad (21)$$

$$-i \alpha m V = -e E - i \alpha e B_0 V \quad (22)$$

$$-i \omega S = -\frac{2i \mu S_0 \alpha}{\hbar} B + \frac{2i \mu B_0 \alpha}{\hbar} S - \frac{i k}{n_0 m} \Sigma \quad (23)$$

$$-\omega \Sigma = \frac{2i \mu \alpha B_0}{\hbar} \Sigma + \frac{\hbar \mu n_0 i k}{2} B \quad (24)$$

$$i k B = \frac{\alpha \omega}{c^2} E - \frac{i e \mu n_0 \alpha}{\gamma} V + \frac{2i k \mu \mu_0}{\hbar} S \quad (25)$$

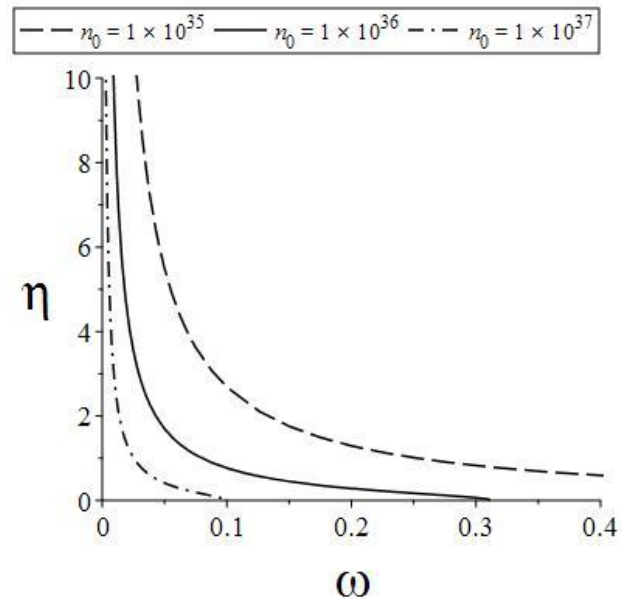


(۲۷) متوجه می شویم که اگر فرکانس موج در نزدیکیهای فرکانس سیکلوترونی قرار گیرد نقش همبستگی اسپین - سرعت بسیار پررنگ خواهد بود. همچنین با افزایش فرکانس پلاسما باز نقش همبستگی اسپین - سرعت بیشتر می شود. بنابراین استفاده از مدل سیالی مورد استفاده در این مقاله نسبت به مدل‌های دیگر که در مراجع فوق الذکر استفاده شده است نتایج دقیقتری را حاصل می کند. بخصوص همانطور که در مرجع [۸] اشاره و اثبات شده است، اگر بخواهیم اثرات غیرخطی را نیز در نظر بگیریم آنگاه نقش همبستگی اسپین - سرعت دو جندان خواهد شد.

### مراجع

- [1] H. Ren, Zh. Wu, and P. K. Chu, "Dispersion of linear waves in quantum plasmas", *Physics of Plasmas* **14**, 062102 (2007).
- [2] M. Marklund, and G. Brodin, "Dynamics of Spin-1/2 quantum plasmas", *Physical review letters*, **98**, 025001 (2007).
- [3] G. Brodin, M. Marklund, and G. Manfredi, "Quantum plasma effects in the classical regime", *Physical review letters*, **100**, 175001 (2008).
- [4] Q. L. Hu, Sh. L. Zhou, et al., "Spin effects on the EM wave modes in magnetized plasmas", *Physics of Plasmas*, **23**, 112113 (2016).
- [5] M. Shahid, Z. Iqbal, et al., "R- and L-waves in electron-positron spin quantum plasmas", *Physica Scripta* **90**, 025605 (2015).
- [6] Ch. Li, Sh. W. Wang, et al., "Extraordinary Electromagnetic Waves in Weakly Relativistic Degenerate Spin-1/2 Magnetized Quantum Plasmas", *Chinese Physics Letters*, **35**, 045201 (2018).
- [7] J. Zamanian, M. Stefan, et al., "From extended phase space dynamics to fluid theory", *Physics of Plasmas* **17**, 102109 (2010).
- [8] M. Stefan, J. Zamanian, et al., "Ponderomotive force due to the intrinsic spin in extended fluid and kinetic models", *PHYSICAL REVIEW E* **83**, 036410 (2011).

شکل ۱: تغییرات ضریب شکست با فرکانس برای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی معادلی. در این شکل داریم  $n_0 = 1 \times 10^{36} (m^{-3})$ ,  $T_0 = 1 \times 10^7 (K)$ .

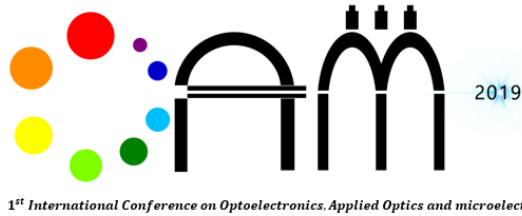


شکل ۲: تغییرات ضریب شکست با فرکانس برای مقادیر مختلف چگالی پلاسما. در این شکل داریم  $B_0 = 1 \times 10^7 (T)$ ,  $T_0 = 1 \times 10^7 (K)$ .

همانطور که از این شکلها پیدا است با افزایش فرکانس موج ضریب شکست کاهش پیدا می کند. با افزایش میدان مغناطیسی ضریب شکست افزایش ولی با افزایش چگالی پلاسما ضریب شکست کاهش پیدا می کند.

### ۳- بحث و نتیجه گیری

در این مقاله انتشار امواج الکترومغناطیسی در امتداد میدان مغناطیسی در یک پلاسما کوانتومی مورد بررسی قرار گرفت که نقش اسپین الکترونها نیز منظور شده است. همراه با معادلات ماکسول که در آن جریان مغناطش حاصل از اسپین الکترونها نیز در نظر گرفته شده است، از یک مدل تک سیالی بکر استفاده شد. با خطی سازی مجموعه معادلات ماکسول و سیالی نشان داده شد که نوسانات پلاسمایی در امتداد میدان مغناطیسی تحت تاثیر اثرات کوانتومی و اسپینی قرار نمی گیرند. این نتیجه قبلا با مدل‌های دیگر نیز به اثبات رسیده است. همچنین رابطه پاشندگی برای امواج الکترومغناطیسی با قطبش دایروی که در امتداد میدان مغناطیسی منتشر می شوند نیز بدست آمد. در عدم حضور همبستگی بین اسپین - سرعت، که برای اولین بار در مرجع [۷] معرفی شده، رابطه پاشندگی (۲۷) متناظر با روابط پاشندگی است که با استفاده از مدل دو سیالی در مراجع [۶ و ۵] بدست آمده است. همبستگی اسپین - سرعت نقش خود را در قلب یک جمله ای اضافی در معادلات (۲۶) و (۲۷) بروز می دهند که شامل سرعت مشخصه  $U_0$  است. با مقایسه جملات اول و دوم در رابطه



Aug. 17-19, 2019

## ساخت ترانزیستور لایه نازک فلز-اکسید-نیمرسانای اکسید روی نانو ساختار

سمیرا جانقربان، مرتضی چرمی\*، محمد حسن یوسفی

دانشگاه صنعتی مالک اشتر - گروه نانو فیزیک - شاهین شهر اصفهان

charmi.phy@gmail.com\*

چکیده: فرآیند ساخت یک ترانزیستور اثر میدانی لایه نازک و لایه‌های تشکیل دهنده آن به‌طور کامل شرح داده شد، به این ترتیب که گیت از جنس ITO، لایه دی‌الکتریک از جنس PVA یا همان پلی وینیل الکل، کانال فعال ترانزیستور از اکسید روی نانو ساختار و سورس و درین نیز از جنس آلومینیوم انتخاب شدند. مراحل لایه‌نشانی، لایه برداری، رشد اکسید روی نانو ساختار و آنالیز آن‌ها و همچنین مشخصه‌های جریان-ولتاژ ترانزیستور نمونه بهینه مورد بررسی قرار گرفته شده است.

کلید واژه: ترانزیستورهای اثر میدانی لایه نازک، اکسید روی نانو ساختار، دی‌الکتریک پلی وینیل الکل

## Fabrication of Nanostructure ZnO Metal-Oxide-Semiconductor Thin Film Transistor

Samira Janghorban<sup>1</sup>, Morteza Charmi<sup>1\*</sup>, and Mohammad Hasan Yousefi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Nano Physics Department, Malek-Ashtar University of Technology, Shahinshahr, Isfahan, Iran,

\*charmi.phy@gmail.com

**Abstract-** The process of making a thin film field effect zinc oxide transistor will be considered. The gate is ITO, the dielectric layer is PVA, the active channel of transistor is ZnO nanostructure and the Source/Drain is Aluminum. All the steps of layer deposition, etching layer, growing up Zinc Oxide nanostructure and analysing and characteristics current-voltage of transistor will be considered.

**Keywords:** Thin film Field effect transistors, Zinc Oxide nanostructure, PVA Dielectric,

## ۱- مقدمه

ضخامتی در حدود ۳۶۰ می‌باشد که بر روی یک لام شیشه‌ای لایه-نشانی شده است. البته می‌توان از سایر فلزات مثل طلا، نقره و آلومینیوم نیز به‌عنوان گیت استفاده کرد.

Source (Al)	Nano wire (ZnO)	Drain (Al)
Dielectric (PVA)		
Gate (ITO or Al)		
Glass		

شکل (۱): ساختار ماسفت ساخته‌شده با کانال از جنی نانو سیم های اکسید روی و لایه دی الکتریک PVA.

## ۲-۲- دی الکتریک

ماده دی الکتریک انتخاب شده PVA یا پلی وینیل الکل می باشد که دارای خواص دی الکتریکی خوبی می باشد و مهمتر اینکه به راحتی تولید و لایه نشانی می شود. برای تهیه PVA در ابتدا ۲۰ آب دی‌یونیزه را در بشر ریخته و روی همزن مغناطیسی در دمای ۸۰ درجه سانتی‌گراد قرار داده شد. ۱ گرم پودر پلی وینیل الکل را به‌آرامی داخل حلال ریخته و اجازه داده در دمای ثابت به مدت ۱۸۰ دقیقه روی همزن مغناطیسی باشد تا به‌صورت یک محلول شفاف دربیاید. پس از تهیه محلول PVA با غلظت مشخص، با روش لایه‌نشانی چرخشی با دورهای متفاوت و همچنین تعداد قطره‌های چکانده شده متفاوت بر روی لایه گیت (روی ITO) لایه‌نشانی می شود.

## ۲-۳- سورس و درین

با توجه به شکل ۱ که ترتیب لایه‌های متفاوت در یک ماسفت را نشان می‌دهد، برخلاف لایه گیت که در ابتدا قرار دارد، لایه‌های سورس و درین در بالای ساختار قرار می‌گیرند. بعد از لایه‌نشانی دی‌الکتریک یک‌لایه آلومینیوم با ضخامتی در حدود ۴۰۰ نانومتر لایه-نشانی می‌شود. لایه‌نشانی آلومینیوم در دستگاه لایه‌نشانی تبخیر حرارتی انجام شده است. برای ایجاد ناحیه کانال باید سورس و درین را از هم جدا کرد. این کار توسط لیتوگرافی لیزری انجام می‌شود. به‌این ترتیب که با تاباندن نور لیزر با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و موج پیوسته (CW) به آلومینیوم می‌توان یک شکاف روی سطح آن ایجاد کرد و سورس و درین را از هم جدا کرد. پهنای شکاف همان طول کانال ترانزیستور یا طول گیت می‌باشد.

در نهایت ماده کانال که از جنس نانو میله های اکسید روی رشد یافته در آزمایشگاه می باشد روی شکاف ایجاد شده بین سورس و درین لایه نشانی می شود و مراحل تشکیل و ساخت ترانزیستور پایان می یابد.

یک شاخه‌ی مهم ترانزیستوری، ترانزیستورهای اثر میدان است که مهم‌ترین آن‌ها ماسفت (فلز-اکسید-نیم‌رسانا-اثرمیدانی-ترانزیستور) نام دارد. در ترانزیستورهای اثرمیدانی با اعمال یک ولتاژ به پایه گیت میزان جریان عبوری از دوپایه سورس و درین کنترل می‌شود. ترانزیستورهای اثرمیدان دارای کاربردهای فراوانی در سوئیچ‌های آنالوگ، تقویت‌کننده‌های با مقاومت ورودی بالا، تقویت‌کننده‌های ماکرو موجی و مدارهای مجتمع دیجیتال می‌باشند و کاربرد عمده دیگر ترانزیستورهای اثر میدان در انواع حسگرهای گازی و بیوحسگرها می‌باشد که امروزه بسیار موردتوجه قرار گرفته است. روش‌های مختلفی برای دسته‌بندی ترانزیستورهای اثرمیدان وجود دارد. دسته‌بندی بر اساس نوع حامل‌های کانال که می‌تواند کانال نوع n و یا کانال نوع p باشد. کانال نوع n توسط الکترون‌ها شکل می‌گیرد و با افزایش بایاس مثبت گیت میزان هدایت کانال افزایش می‌یابد، در صورتی که در کانال نوع p که توسط حفره‌ها شکل می‌گیرند، میزان هدایت کانال با افزایش بایاس گیت در جهت منفی افزایش می‌یابد [۵-۱].

عمده کاربردهای ماسفت در مدارهای مجتمع می‌باشد که اکثراً ماده کانال آن‌ها از جنس سیلیکون و دی‌الکتریک آن‌ها از جنس دی‌اکسید سیلیکون می‌باشد؛ اما ماسفت‌ها کاربردهای تکی متفاوتی در انواع حسگرهای گازی و حسگرهای زیستی، دارند. از بین مواد نیم‌رساناهای موجود، اکسید روی نانو ساختار بهترین گزینه برای ساخت حسگرهای گازی می‌باشد؛ بنابراین لایه فعال یا همان کانال ترانزیستور از جنس اکسید روی می‌باشد اما برای افزایش قدرت حسگری بیشتر بهتر است که از نانو ساختارهای اکسید روی استفاده شود؛ بنابراین جنس کانال ترانزیستور، از نانوسیم‌های اکسید روی انتخاب شده است [۶-۱۰].

طریقه رشد نانوسیم‌های اکسید روی و آنالیزهای مربوطه به‌طور کامل شرح داده شده است. همچنین با توجه به امکانات موجود در آزمایشگاه از ماده پلیمری PVA یا همان پلی وینیل الکل به‌عنوان لایه دی‌الکتریک استفاده شده است [۱۱-۱۲]. در نهایت در قسمت اتصالات، گیت از جنس ITO و سورس و درین نیز از آلومینیوم انتخاب شده که به روش PVD لایه‌نشانی می‌شود.

## ۲- مراحل ساخت

شکل ۱ یک ترانزیستور لایه نازک اکسید روی را نشان می‌دهد که تمام مراحل لایه نشانی آن توضیح داده خواهد شد.

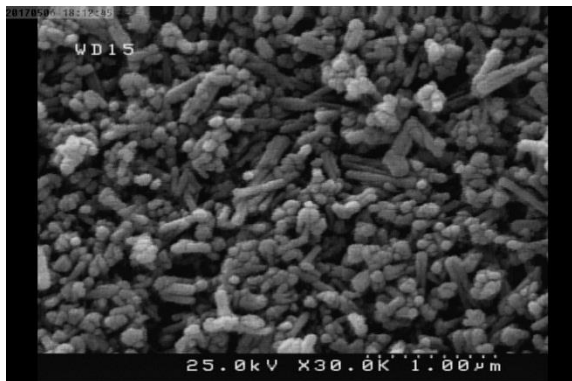
## ۲-۱- گیت

گیت ترانزیستور از اکسید ایندیوم آلائیده شده با قلع (SnO<sub>2</sub> 10%)، (In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 90%) که به‌اختصار ITO نامیده می‌شود، انتخاب می‌شود. به‌صورت لایه‌نشانی شده روی لام شیشه‌ای در بازار موجود می‌باشد و نیاز به لایه‌نشانی نمی‌باشد. ITO مورد استفاده، دارای

#### ۴- شرح نتایج

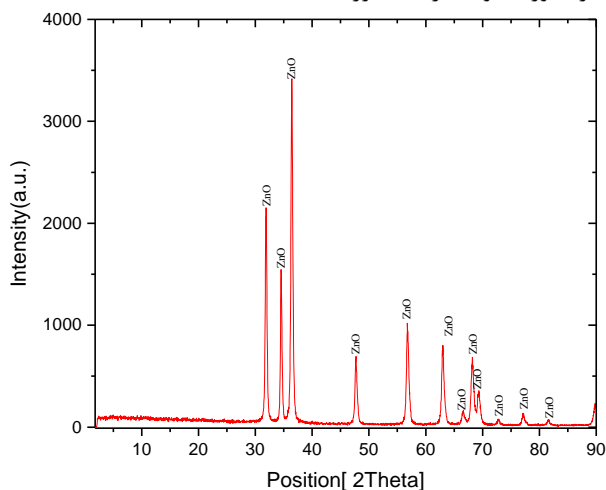
دانشکده فنی دانشگاه تهران تعیین شد. در آزمایشگاه نانو الکترونیک (FE-SEM Hitachi S-4166)

با استفاده از مشخصه FESEM، نانوسیم‌هایی با سطح مقطع شش گوش مشاهده گردید. همچنین میانگین اندازه‌ی قطر و طول نانوسیم‌های اکسیدروی ۷۰ و ۴۵۰ نانومتر به دست آمد. شکل ۲ تصاویر FESEM نانو ساختارهای اکسیدروی را نشان می‌دهد.



شکل (۲): تصویر FESEM نانو ساختارهای اکسیدروی

نتایج به دست آمده از الگوی پراش پرتوی ایکس در شکل ۳ نشان می‌دهد نانو ساختارهای رشد داده شده، اکسید روی است که با کارت استاندارد (JCPDS) و به شماره (۰۱-۰۷۹-۰۲۰۵) همخوانی دارد و به صورت بلورهایی با ساختار وترزایت (Wurtzite) هگزاگونال ایجاد شده است. این مشخصه یابی در دانشگاه صنعتی اصفهان انجام پذیرفت. در جدول ۱ ثابت‌های شبکه هگزاگونال a و c از روی موقعیت قله‌ها محاسبه شده‌اند. همان‌طور که دیده می‌شود ثابت‌های شبکه به دست آمده در توافق خوبی با ثابت‌های شبکه کارت می‌باشند. اندازه بلورک توسط رابطه شرر،  $42 \text{ \AA}$  به دست آمد.



شکل (۳): الگوی پراش پرتو X نمونه رشد یافته با روش تجزیه حرارتی

جدول (۱): ثابت‌های شبکه نمونه رشد یافته با روش تجزیه حرارتی

نمونه	a(Å)	c(Å)
JCPDS	۳/۲۵	۵/۲۰

در مورد لایه گیت و لایه های سورس و درین و لایه دی الکترونیک PVA توضیحاتی ارائه شد اما در مورد رشد نانو میله های اکسید روی و نالیز آنها توضیحاتی ارائه می‌شود.

#### ۴-۱- ساخت و آنالیز اکسید روی نانو ساختار

نانو ساختارهای ZnO به روش تجزیه حرارتی رشد داده شدند. در این روش رشد نانو ساختارهای ZnO از طریق فرآیندهای تبخیر، تجزیه و رسوب انجام می‌گیرد که متفاوت از سازوکار معمول بخار-مایع-جامد است، زیرا از هیچ کاتالیزوری استفاده نمی‌شود.

تجهیزات لازم جهت رشد نانو ساختارهای ZnO در این روش عبارتند از: بوته آلومینا، درب بوته آلومینا، کوره الکتریکی با مدل BATEC PC21 و مواد لازم عبارتند از: استات روی دوآبه با فرمول شیمیایی  $Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2(H_2O)$  از شرکت سازنده مرک آلمان.

برای رشد نانو ساختارهای ZnO به روش تجزیه حرارتی،  $0.3 \text{ g}$  استات روی دوآبه را به عنوان ماده اولیه رشد نانو ساختارهای ZnO در بوته‌هایی از جنس آلومینا با درب پوش و قرار داده شد (شکل ۴-۱۰) نرخ دمایی کوره طوری تنظیم شد که ظرف ۱۲۰ دقیقه به دمای  $300^\circ\text{C}$  درجه سانتی‌گراد برسد. سپس نمونه به مدت ۷۲۰ دقیقه در این دما مانده و بعد دستگاه خاموش بشود و آرام آرام به دمای اتاق برسد. پودرهای ZnO تولید شده را درون بشر ریخته و  $40 \text{ ml}$  آب یون زدایی شده به آن اضافه کردیم و مدت زمان ۲۰ دقیقه ظرف‌ها را داخل آلتراسونیک قرار داده تا نانو ساختارها در ظرف معلق شوند. ۳ قطره از محلول بر روی شکاف ایجاد شده بر روی الکتروود سورس و درین چکانده شد و نمونه‌ها به مدت ۱۵ دقیقه درون آون در دمای  $100^\circ\text{C}$  خشک شد.

پس از رشد نمونه، به منظور مطالعه ریخت‌شناسی نانو ساختار ZnO مشخصه FE-SEM انجام شد. برای این منظور پودرهای تولید شده را در ظرف جداگانه ریخته و  $40 \text{ ml}$  آب یون زدایی شده به آن اضافه کردیم و مدت زمان ۲۰ دقیقه ظرف را داخل آلتراسونیک قراردادیم تا نانو ساختارها در ظرف معلق شوند. بعد از انجام عمل آلتراسونیک ظرف را به مدت زمان ۳۰ دقیقه ساکن در گوشه‌ای قراردادیم تا نانو ساختارهای بزرگ ته‌نشین شوند. محلول نیمه‌ی بالای ظرف‌ها را که شامل نانو ساختارهای کوچک‌تر است، داخل ظرف‌های مخصوص سانتریفیوژ ریخته و درون دستگاه قراردادیم. مدت زمان ۲۰ دقیقه با سرعت  $3000$  دور بر دقیقه عمل سانتریفیوژ را انجام دادیم. بعد از خارج کردن ظرف‌ها از سانتریفیوژ آب داخل آن‌ها را خارج کرده و ماده ته‌نشین شده درون ظرف‌ها را با قاشقک بیرون آورده و روی شیشه ساعتی قراردادیم و شیشه ساعتی را به مدت ۲۰ دقیقه درون آون در دمای  $100^\circ\text{C}$  خشک کردیم. سپس شیشه ساعتی را از آون خارج کرده و شروع به تراشیدن پودر روی ظرف می‌کنیم. ریخت-شناسی پودر حاصل توسط میکروسکوپ الکترونی روبشی اثر میدانی

## ۵- نتیجه گیری

در این مقاله فرآیند ساخت یک ترانزیستور لایه نازک اثر میدانی اکسید روی مورد بررسی قرار گرفت. نانو ساختارهای اکسید روی توسط پیش ماده استات روی دوآبه رشد داده شدند و به عنوان لایه فعال ترانزیستور مورد استفاده قرار گرفت. ماده پلیمری PVA با لایه نشانی چرخشی بر روی لایه گیت لایه نشانی شد و آنالیز XRD و FESEM روی اکسید روی نانو ساختار انجام شد و جریان درین برحسب ولتاژ درین به ازای ولتاژ گیت ثابت از نمونه توسط دستگاه I-V انجام شد.

- سایر موضوعات مرتبط که جزء بخش های اصلی مقاله نباشند.

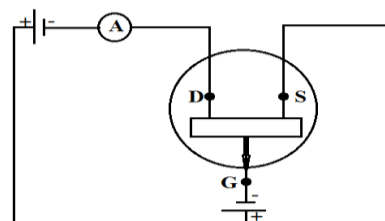
## مراجع

- [1] S. Sawyer, L. Qin, and C. Shing, "Zinc Oxide Nanoparticles for Ultraviolet Photodetection," *Int. J. High Speed Electron. Syst.*, vol 20. Pp 183-19, 2011.
- [2] S. Lundstrom, J. Guo, "Nanoscale transistor device physics, modeling and Simulation, springer," United State, 2006.
- [3] A. A. Orouji, H. R. Mashayekhi, and M. Charmi, "Design considerations of source and drain regions in nano double gate MOSFETs," *Mat. Sci. Semicon. Proc.*, vol 15, pp 572-577, 2012.
- [4] M. Charmi, A. A. Orouji, and H. R. Mashayekhi, "Design considerations of underlapped source/drain regions with the Gaussian doping profile in nano-double-gate MOSFETs: A quantum simulation," *Mat. Sci. Semicon. Proc.*, 16, 311-317, 2013.
- [5] M. Charmi, "Novel attributes and design considerations of effective oxide thickness in nano DG MOSFETs," *Chin. Phys. B*, vol 24, 047302-1, 2015.
- [6] C. Chiu, Y.S. Li, M.S. Tu, I.C. Cheng, "Complementary Oxide-Semiconductor-Based Circuits With n-Channel ZnO and p-Channel SnO Thin-Film Transistors," vol. 35, pp 1263-1265, 2014.
- [7] C. Klingshirn, "ZnO: From basics towards applications, *physica status solidi*," vol 244. Pp 3027-3073, 2007.
- [8] Y. Zhao, C. Li, M. Chen, X. Yu, Y. Chang, A. Chen, H. Zhu, and Z. Tang. "Growth of aligned ZnO nanowires via modified atmospheric pressure chemical vapor deposition," *Physics Letters A*, vol, pp 3993-3997, 2016.
- [9] J. Cui, Zinc oxide nanowires, *Materials Characterization*, vol 64, pp 43-52, 2012.
- [10] C. C. Lin and Y. Y. Li, "Synthesis of ZnO nanowires by thermal decomposition of zinc acetate dihydrate," *Materials Chemistry and Physics*, vol 113, pp 334-337, 2009.
- [11] J.B. Gonzalez-Compos, Z.Y. Garcia-Carvajal, E. Prokhorov, J.G. Luna-Barcenas, M.E. Mendoza-Duarte, J. Lara-Romero, R.E. del Rio, I.C. Sanchez, "Revisiting the thermal relaxations of poly(vinyl alcohol)," *Appl. Polym. Science*, vol 125, pp 4082, 2012.
- [12] W.S. Machado, I.A. Huemmelgen, "Low-voltage poly(3-hexylthiophen)/poly(vinyl alcohol) field-effect transistor and inverter," *IEE trans. Electron Dev.* Vol 59 pp 1529, 2012.

ZnO	۳/۲۶	۵/۲۳
-----	------	------

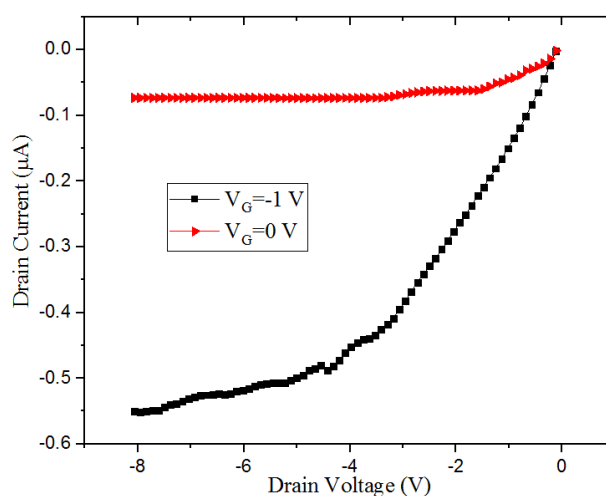
## ۴-۲- مشخصه جریان ولتاژ

با توجه به اینکه ماده کانال ترانزیستور اکسید روی می باشد که یک نیمه هادی نوع n می باشد پس جریان ایجاد شده در کانال باید توسط حامل های اقلیت یعنی حفره ها انجام شود به همین دلیل به آن ماسفت P\_Channel می گویند و مدار بایاس آن در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل (۴) : مدار بایاس ماسفت P-Channel اکسید روی

بایاس های اعمال شده به درین و گیت نسبت به سورس مقادیر منفی می باشند؛ و جریان درین منفی و همچنین ولتاژ سورس-درین  $V_{DS}$  نیز منفی می باشد. در نهایت جریان درین-سورس برحسب ولتاژ درین-سورس به ازای ولتاژ گیت ثابت ( $V_G = -1$  V) برای نمونه با ضخامت لایه دی الکتریک ۴۰۰ نانومتر و سرعت چرخش دستگاه لایه نشانی با ۴۰۰۰ دور در دقیقه، در شکل ۵ رسم شده است. اندازه گیری جریان بر حسب ولتاژ درین توسط دستگاه I-V شرکت کیتلی انجام شده است. همانطور که از شکل مشخص است با افزایش ولتاژ گیت در جهت منفی ولتاژ درین نیز افزایش می یابد. این ترانزیستور در سنسورهای گازی کاربرد دارد زیرا خاصیت جذب بالای اکسید روی نانو ساختار باعث جذب گاز در محیط می شود و این جذب گازی باعث تغییر در مشخصه ولتاژ می شود که باعث تشخیص این گازها می شود.



شکل (۵) : مشخصه جریان درین برحسب ولتاژ درین به ازای ولتاژ گیت خاموش صفر ولت و گیت با -1 ولت

Aug. 17-19, 2019

## وابستگی فرکانسی ویژگیهای دی الکتریکی دیودهای سد شاتکی

### Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) و Al /p-Si (MS)

زکیه حسینی<sup>۱\*</sup>، غلامرضا پیرقلی گیوی<sup>۲</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۳</sup>، جواد امیری<sup>۴</sup>

<sup>۱</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تبریز، تبریز، ایران

<sup>۲</sup>گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری های نوین، دانشگاه فناوری های نوین سبلان، نمین، ایران

<sup>۳</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران

<sup>۴</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه آزاد اسلامی واحد مراغه، مراغه، ایران

**چکیده:** در این تحقیق نانوساختارهای کادمیم سولفید (CdS) به روش فراصوت تهیه شده و از آن جهت تهیه نانوکامپوزیت PVP-CdS و ساخت دیود شاتکی فلز-عایق-نیمرسانا (MIS) استفاده شده است. ریخت شناسی و میزان خلوص نانوساختارهای تهیه شده از طریق تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) و طیف سنجی پراکندگی انرژی (EDX) صورت گرفته است نتایج نشان دهنده تشکیل نانوساختارهای کادمیم سولفید خالص و خوشه‌هایی با اندازه میانگین ۲۵۰ نانومتر می‌باشد. ویژگیهای دی الکتریکی دیودهای شاتکی Al /p-Si (MS) و Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) در محدوده فرکانسی ۱۰۰ Hz- ۱ MHz از طریق اندازه‌گیری C-f و G/ω-f مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج اندازه‌گیری‌های دی الکتریکی نشان داد که هر دو قسمت حقیقی (E') و موهومی (E'') تابع دی الکتریک و همچنین تانژانت اتلافی (tan(δ)) به شدت تابع فرکانس بوده و مقدار آنها با افزایش فرکانس کاهش یافته است. علت بزرگ بودن مقادیر C و G/ω ناشی از جگالی حالات و قطبش لایه میانی می‌باشد که می‌تواند در فرکانسهای پایین، سیگنال متناوب را براحتی دنبال کند.

**کلید واژه:** دیود شاتکی، تابع دی الکتریک، تانژانت اتلافی، کادمیم سولفید، ویژگیهای دی الکتریکی.

## Frequency Dependent Dielectric Properties of Al /p-Si (MS) and Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) Schottky Diodes

Zakieh hosseini<sup>1</sup>, Gholamreza Pirgholi-Givi<sup>2</sup>, Javad Amiri<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Maragheh Branch, Islamic Azad University, Maragheh, Iran.

<sup>2</sup>Department of Physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran.

<sup>3</sup>Department of Physics, University of Guilan, Rasht, Iran

<sup>3</sup>Department of Physics, Maragheh Branch, Islamic Azad University, Maragheh, Iran.

**Abstract-** In this research, CdS nanostructures have been prepared by ultrasound assisted method and using the prepared nanostructures CdS-PVP nanocomposites were fabricated surface morphology and the amount of purity of the prepared nanostructures were investigated by field emission scanning electron microscopy (FE-SEM) and energy dispersive X-ray analysis (EDX), respectively obtained results shows the formation of pure CdS nanostructures clusters with average size 250nm. Containing dielectric properties of Al /CdS:PVP /p-Si (MIS) and Al /p-Si (MS) Schottky barrier diodes in the range of frequencies between 100Hz to 1M Hz using C-f and G/ω-f have been investigated. The results of dielectric measurements shows that both of real and imaginary parts of dielectric constant and also tan(δ) were frequency dependent and with increasing the frequency the amount of abovementioned parameters decreases.

The reason of the large amount of C and G/ω values are connected by density states and polarization of the interface layers, which can follows easily native signals at low frequencies.

**Keywords:** Schottky diodes, dielectric function, tangent loss, cadmium sulfide, dielectric properties



پراکندگی انرژی (EDX) مدل (TeScan - Mira III) ساخت کشور چک بررسی شده است. اندازه گیری C-f, G-f توسط دستگاه های KEYSIGHT (E4980A1 20 Hz- 1MHz) انجام شده است.

## ۱- مقدمه

یکی از مهمترین ویژگی سیلیکون (Si) که بفرور در طبیعت یافت می شود و بطور عمده در فناوری نیمرسانا استفاده می شود، تشکیل لایه عایق دی اکسید سیلیسیم (SiO<sub>2</sub>) بر روی سطح بلوری آن می باشد. آماده سازی و پاکسازی سطح سیلیکون و رشد لایه عایق یا اکسید بر روی سطح آن، بر روی پایداری و قابلیت اطمینان دیودهای سد شاتکی فلز-عایق-نیمرسانا (MIS) تاثیر می گذارد [۱]. این قطعات الکتریکی دارای اهمیت فوق العاده ای در زمینه اپتوالکترونیک و کاربردهای فرکانس بالا می باشد [۲-۳]. دیودهای MIS دارای یک لایه عایق نازک ( $d < 100 \text{ \AA}$ ) در فصل مشترک فلز-نیمرسانا هستند. این لایه میانی از نفوذ فلز در زیر لایه نیمرسانا جلوگیری کرده و همچنین باعث کاهش افت میدان الکتریکی در دیود می شود. بنابراین وجود یک لایه عایق در دیود MIS می تواند منجر به ایجاد یک خاصیت خازنی در این قطعات شده و در نتیجه امکان ذخیره بار الکتریکی را در آن فراهم می کند [۱]. بنابراین مطالعه ویژگیهای دی الکتریکی و رسانندگی متناوب در بازه گسترده فرکانسی از طریق روش اندازه گیری C-f و G-f از اهمیت بالایی برخوردار است. مخصوصاً که کارایی و قابلیت اطمینان این قطعات وابسته به لایه عایق و چگالی حالت در فصل مشترک فلز-نیمرسانا می باشد. در سالها اخیر مطالعات زیادی بر روی دیودهای MIS انجام شده است اما وابستگی ویژگی های دی الکتریکی به ولتاژ و فرکانس این قطعات هنوز روشن نیست [۳-۶].

در این پژوهش وابستگی فرکانس پارامترهای مهم دی الکتریکی دیودهای شاتکی Al /CdS:PVP /p-Si و Al /p-Si (MS) مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج بدست آمده نشان دادند که پارامترهای دی الکتریکی از قبیل ظرفیت خازنی، رسانندگی، قسمت حقیقی، موهومی و تانژانت اتلافی به شدت تابع فرکانس بوده و با افزایش فرکانس کاهش یافته اند.

## ۲- روش تجربی

### ۲-۱- مواد و دستگاه های مورد استفاده

پیش ماده های مورد استفاده برای تهیه نانوساختار کادمیم سولفید شامل سولفید سدیم (Na<sub>2</sub>S.9H<sub>2</sub>O)، کادمیم استات با خلوص (۹۹٪) (Cd(CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub> · 2H<sub>2</sub>O) تهیه شده از شرکت Rankem، هیدروکسید سدیم (NaOH) خریداری شده از شرکت Merck آلمان و آب دو بار تقطیر می باشد.

برای تهیه نانوساختار کادمیم سولفید از دستگاه اولتراسونیک شرکت فاپن نصیر استفاده شده است. ریخت شناسی و میزان خلوص نانوساختارهای تهیه شده از طریق تصاویر FESEM و طیف سنجی

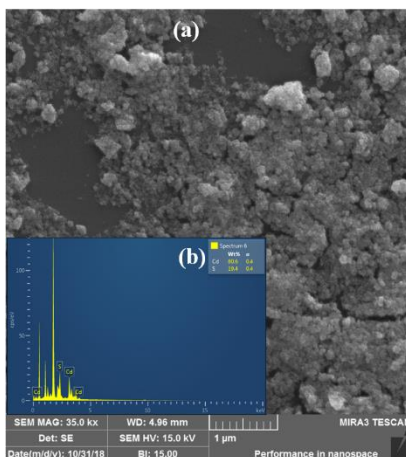
### ۲-۲- تهیه نانوساختار سولفید کادمیم

برای تهیه نانوساختار سولفید کادمیم، ابتدا ۱۰ سی سی از محلولهای ۰.۲ مولار کادمیم سولفید و کادمیم استات تهیه شده و باهم ترکیب شدند. برای تنظیم مقدار pH محلول از محلول هیدروکسید سدیم ۰.۲ مولار به استفاده شد. سپس محلول نهایی به مدت ۱۵ دقیقه تحت تابش امواج فراصوت قرار گرفته و بعد از ۵ با شستشو با آب مقطر و فیلتراسیون، در دمای اتاق خشک شد.

## ۳- بحث و نتایج

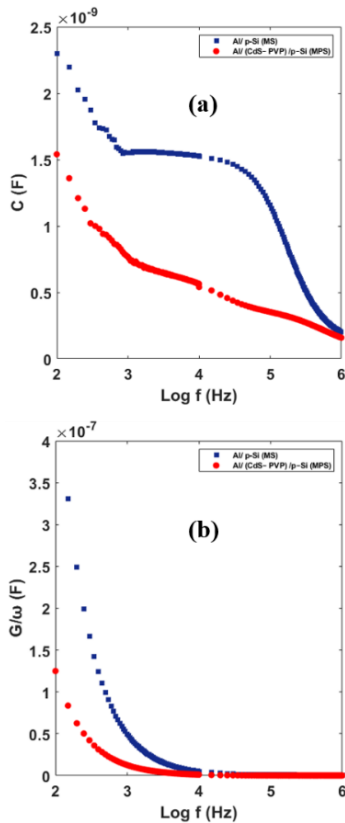
### ۳-۱- FESEM و EDX

شکل ۱(a-b) به ترتیب مربوط به تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی و طیف سنجی پراکندگی انرژی مربوط به نانوساختار کادمیم سولفید تهیه شده به روش فراصوت می باشد. همانطور که از شکل ۱(a) مشاهده می شود نانوذرات کادمیم سولفید چند شکلی بوده و اندازه میانگین آنها در حدود ۲۰ نانومتر و اندازه متوسط خوشه ها کمتر از ۳۰۰ نانومتر می باشد. همچنین شکل ۱(b) نشان می دهد که در نانوساختار کادمیم سولفید فقط اتمهای کادمیم و سولفور (گوگرد) حضور داشته و هیچ ناخالصی دیگری در ساختار وجود ندارد. درصد اتمهای کادمیم و سولفور در این ساختار به ترتیب برابر ۸۰.۶٪ و ۱۹.۴٪ می باشد.



شکل (۱): (a) تصویر FESEM، (b) طیف سنجی پراکندگی انرژی مربوط به نانوساختارهای کادمیم سولفید.

### ۳-۲- طیف سنجی مرئی-فرا بنفش (UV-Vis)



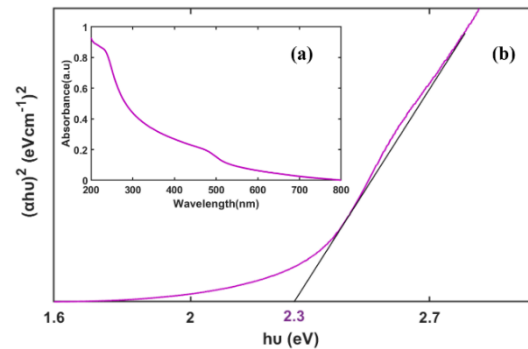
شکل (۳): نمودارهای (a) C-f و (b) G/ω-f دیودهای MS و MIS.

همانطور که از شکل (a-b) ۳ مشاهده می شود با افزایش فرکانس مقادیر C و G/ω کاهش یافته و در فرکانس سبهای بالا تقریباً دارای مقدار ثابتی هستند. مقادیر بزرگ C و G/ω در فرکانس سبهای بالا می تواند مربوط به ظرفیت اضافی و رسانش ناشی از چگالی حالات میانی در ساختار MS باشد. زیرا در فرکانسهای پایین، Nss می تواند بر راحتی سیگنال ac را دنبال کرده و در ظرفیت خازنی دیود سهمیم باشد اما در فرکانسهای بالاتر Nss نمی تواند سیگنال ac را تعقیب کرده و در مقدار ظرفیت و رسانندگی سهمیم شود [۸].

وابستگی فرکانسی ε', ε'' و tan(δ) با استفاده از ویژگیهای C-f و G/ω-f بررسی شده است. گذردهی دی الکتریکی مختلط از رابطه (۲) بدست می آید [۹]:

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (۲)$$

خواص اپتیکی نانو ساختاری تهیه شده توسط طیف جذبی UV-Vis بررسی شده است. شکل (a-b) ۲ به ترتیب مربوط به طیف جذبی و گاف انرژی نانو ساختارهای کادمیم سولفید می باشد.



شکل ۲: (a) طیف جذبی و (b) گاف انرژی نانو ساختارهای کادمیم سولفید.

گاف انرژی مربوط به نانو ساختارهای تهیه شده از طریق طول از مبداء نمودار گاف انرژی مطابق رابطه (۱) به دست آمده است [۷]:

$$\alpha h\nu = C(h\nu - E_g)^n \quad (۱)$$

در این رابطه α ضریب جذب اپتیکی، hν انرژی فوتون، C ثابت تناسب و n = ۰٫۵ برای گذار مستقیم می باشد. همانطور که از شکل (۲) مشاهده می شود گاف انرژی نانو ساختار کادمیم سولفید از روی نمودار گاف انرژی برابر ۲٫۳ eV محاسبه شده است.

### ۳-۳- خواص دی الکتریکی

برای بررسی وابستگی فرکانس و ویژگیهای دی الکتریکی مواد، روشهای مختلفی وجود دارد. یکی از این روشها بررسی مقایسه گذردهی دی الکتریکی مختلط (ε\*) و مدول الکتریکی (M\*) می باشد که برای تعیین ویژگیهای دی الکتریکی موضعی بکار می رود. به همین منظور اندازه گیری های C-f و G/ω-f در محدوده فرکانس ۱۰<sup>۲</sup>-۱۰<sup>۶</sup> هرتز در دمای اتاق با اعمال یک سیگنال متناوب (ac) کوچک ۴۰ mV و ولتاژ مستقیم ۱٫۵ V برای هر دو دیود انجام شده و نمودارهای مربوطه در شکل (a-b) ۳ آمده است.

شکل (a-c) ۴ به ترتیب وابستگی فرکانسی  $\epsilon'$ ،  $\epsilon''$ ،  $\tan(\delta)$  را در فرکانسهای مختلف نشان می‌دهد.

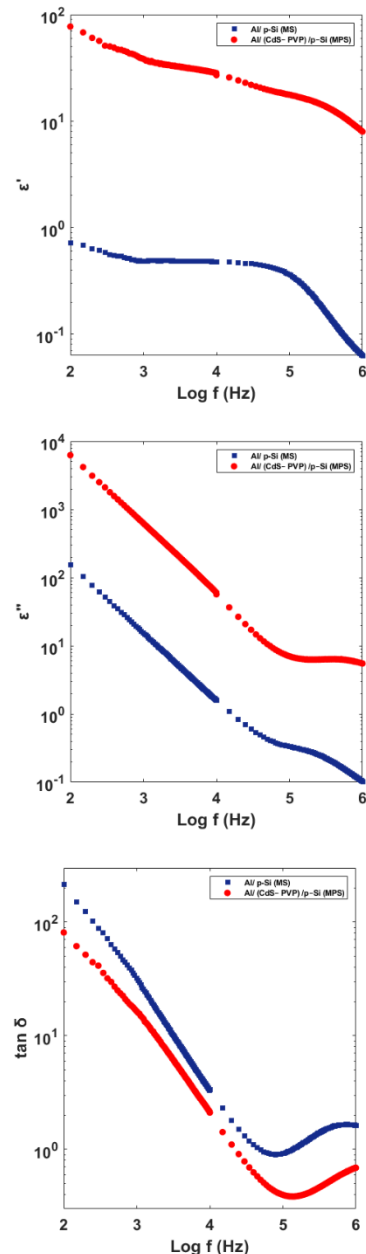
همانطور که از شکل (۴) مشخص است قسمت‌های حقیقی و موهومی گذردهی دی الکتریکی مختلط با افزایش فرکانس، کاهش یافته و در فرکانس‌های بالاتر ثابت می‌شوند. چون  $NSS$  نمی‌تواند در فرکانس‌های بالا سیگنال متناوب را دنبال کند و همچنین به دلیل مکانسیم قطبش بین لایه‌ای، قسمت‌های حقیقی و موهومی گذردهی مختلط در فرکانس‌های پایین دارای مقادیر بزرگتری هستند. فراتر از یک فرکانس مشخصی از میدان خارجی، چون الکترون نمی‌تواند میدان متناوب را دنبال کند، قطبش بین لایه‌ای به یک مقدار ثابت می‌رسد. در حالت کلی، در فرکانس‌های پایین هر چهار فرآیند قطبشی شامل الکترونیکی، یونی، دو قطبی و بین لایه‌ای یا قطبش سطحی در مقادیر  $\epsilon'$ ،  $\epsilon''$  سهمیم هستند. با افزایش فرکانس، سهم قطبش‌های یونی، دو قطبی و سطحی در مقایسه با قطبش الکترونیکی ناچیز می‌شود. همچنین علت کاهش مقادیر  $\epsilon'$ ،  $\epsilon''$  با افزایش فرکانس را می‌توان با این حقیقت توضیح داد که، وقتی فرکانس افزایش می‌یابد دو قطبیهای سطحی، زمانی کمی برای هم جهت شدن با میدان متناوب را ندارند [۸-۹]. همچنین از شکل (۴) می‌توان مشاهده کرد که مقدار تانژانت اتلافی دیود MIS بدلیل لایه پلیمری میانی کمتر از دیود MS می‌باشد.

#### ۴- نتیجه

وابستگی فرکانس پارامترهای دی الکتریکی دیودهای MIS و MS بررسی و مقایسه شده و مشاهده می‌شود که مطابق انتظار مقدار  $\tan(\delta)$  دیود MIS کمتر از دیود MS می‌باشد که دلیل آن حضور لایه پلیمری در فصل مشترک فلز-نیم رسانا می‌باشد.

#### مراجع

- [1] S. A. Yeriskin, H. I. Unal and B. Sari, "Electrical and Dielectric Characteristics of Al/Polyindole Schottky Barrier Diodes. II. Frequency Dependence," Journal of Applied Polymer Science, vol. 120, pp. 390-396, August 2010.
- [2] S. M. Ze, Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed., Wiley & Sons, New York, NY, 1981.
- [3] K. Kano, Semiconductor devices, Vol. 3, Prentice Hall, 1998.
- [4] H. Tecimer, S. O. Tan and Ş. Altındal, "Frequency-dependent admittance analysis of the Metal-Semiconductor Structure with an interlayer of Zn-doped organic polymer nanocomposites," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 65, pp. 231-236, 2017.
- [5] D. E. Yıldız and İ. Dökme, "Frequency and gate voltage effects on the dielectric properties and electrical conductivity of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si metal-insulator-semiconductor Schottky diodes," Journal of applied physics, vol 110, 2011.



شکل (۴): وابستگی فرکانسی قسمت‌های (a) حقیقی، (b) موهومی گذردهی مختلط و (c) تانژانت اتلافی دیودهای MS و MIS.

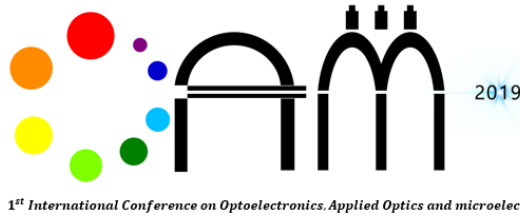
که در این رابطه  $\epsilon'$ ،  $\epsilon''$  قسمت‌های حقیقی و موهومی گذردهی دی الکتریکی مختلط می‌باشد. قسمت حقیقی و موهومی گذردهی دی الکتریکی مختلط از اندازه‌گیری‌های  $C-f$  و  $G/\omega-f$  مطابق روابط زیر بدست می‌آید [۹].

$$\epsilon' = \frac{C}{C_0} = \frac{Cd}{A\epsilon_0}, \quad \epsilon'' = \frac{G}{\omega C_i} = \frac{Gd_i}{A\omega\epsilon_0} \quad (3)$$

در این جا  $C_0$  ظرفیت خازن خالی،  $A$  مساحت ناحیه تماس ساختار،  $d$  ضخامت لایه میانی و  $\epsilon_0$  گذردهی خلا می‌باشد. همچنین تانژانت اتلافی  $\tan(\delta)$  از رابطه (۴) بدست می‌آید:

$$\tan\delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (4)$$

- [6] M. E. Aydın, K. Akkılıç, and T. Kılıçoğlu, "The importance of the neutral region resistance for the calculation of the interface state in Pb/p-Si Schottky contacts," *Physica B*, vol. 352, pp. 312-317, 2004.
- [7] I. M. Afandiyeva, I. Dökme, Altındal, Ş., M. M. Bülbül and A. Tataroğlu, "Frequency and voltage effects on the dielectric properties and electrical conductivity of Al-TiW-Pd<sub>2</sub>Si/n-Si structures," *Microelectronic Engineering*, vol. 85, pp. 247-252, 2008.
- [8] K. Manickathai, S.K. Viswanathan and M. Alagar, "Synthesis and characterization of CdO and CdS nanoparticles," *Indian Journal of Pure & Applied Physics*, vol. 46, pp. 561-564, 2008.
- [9] O. Pakma, N. Serin, T. Serin and Ş. Altındal, "Influence of frequency and bias voltage on dielectric properties and electrical conductivity of Al/TiO<sub>2</sub>/p-Si/p<sup>+</sup> (MOS) structures," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 41, pp. 21, 2008.
- [10] A. H. Salama, A. M. Youssef, H. A. Abbas and F. F. Hammad, " Comparison of the Electrical Properties for Undoped and Doped Indium Tin Oxide with Nanometal Oxides," *Interceram-International Ceramic Review*, vol. 65, pp. 179-186, 2016.



Aug. 17-19, 2019

## کاربرد تصویربرداری فراطیفی برای شناسایی جوهر در اسناد دستنویس

پیمان سلطانی<sup>\*</sup>، مجید پناهی، احمد درودی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان

شرکت پارتو افزار صنعت

**چکیده:** برای اجرای صحیح قانون در اسناد و مدارک معتبر، تشخیص جوهر تبدیل به یک عامل مهم برای شناسایی اسناد جعلی شده است. در این مقاله برای تجزیه و تحلیل جوهر در اسناد دستنویس و سنجش نوع خودکار، از یک رویکرد با استفاده از تصویربرداری فراطیفی (Hyperspectral Imaging) و طبقه‌بندی ماشین بردار پشتیبان (SVM) استفاده می‌شود. روش استفاده شده نتایج را از طریق مطالعه دقیق بر خواص جوهر و خودکار بدون تماس با نمونه به دست می‌دهد. ما از یک روش طبقه‌بندی مبتنی بر ویژگی‌های فراطیفی جوهر که از خواص فیزیکی آن مشتق شده است استفاده می‌کنیم. علاوه بر این، یک پایگاه داده از منحنی‌های فراطیفی چند نوع جوهر هم‌رنگ ساخته شده است که برای به دست آوردن خصوصیات جوهرهای مختلف استفاده می‌شود. روش پیشنهادی برای شناسایی جوهر با استفاده از هفت خودکار مختلف و بیش از ۲۰۰ نمونه مورد آزمایش قرار گرفته است و نتایج ارائه شده است.

**کلید واژه:** جوهر، تصویر فراطیفی، طبقه‌بندی، ماشین بردار پشتیبان (SVM)

## Hyperspectral imaging for Ink Identification in Handwritten Documents

Peyman Soltani<sup>\*</sup>, Majid Panahi, Ahmad Darudi

Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan, Zanjan

Parto Afzar Sanat corporation

\* pn.soltani@gmail.com

**Abstract:** In order to correctly enforce the law in valid documents, intrusion detection has become an important factor in identifying fake documents. In this paper, an approach using Hyperspectral Imaging and Support-vector machine classification (SVM) is used to ink Analysis in handwritten documents and pen type test. The method used gives the results through a careful study of the properties of the ink and the pen without touching the sample. We use a classifier based on the inherent properties of the ink that derives from its physical properties. In addition, a database of hyperspectral curves is made up of several ink types that are used to obtain the properties of different inks. The proposed method for Ink Identification using seven different pens and more than 200 samples has been tested and the results are presented.

**Keyword:** Ink, Hyperspectral Image, Classification, Support-Vector Machine (SV)

## ۱- مقدمه

از یک نمونه، هر پیکسل از تصویر شامل اطلاعات طیفی در صدها طول موج است و امکان مشاهده و تجزیه و تحلیل طیفی از نمونه‌هایی در تصاویر دو بعدی را با تفکیک پذیری بالای طیفی فراهم می‌کند. از آنجایی که هر عنصر طبیعی دارای خواص جذب و انعکاس بسته به ساختار اتمی آن است، هنگامی که یک جوهر با نور سفید روشن می‌شود، برخی از طول موج‌ها را جذب می‌کند و برخی را انعکاس می‌دهد. نور سفید حاوی طول موج-های مختلف است و پاسخ طیفی جوهر می‌تواند برای توصیف آن و استخراج اطلاعات رنگی (به عنوان مثال تعیین اینکه آیا دو نمونه متفاوت با یک جوهر ساخته شده است) استفاده شود. بنابراین، می‌توان ترکیب جوهر را با توجه به طیف جذبی به دست آورد.

در این مقاله، توسط تصویربرداری فراطیفی نوشتارهای اسناد و مدارک در طیف مرئی مورد بررسی قرار می‌گیرد. ثبت و تجزیه و تحلیل نوشتار اسناد در صدها باند طیفی باریک انجام شده و در نتیجه، جزئیات پنهان در نوشتار سند مورد نظر بدون تماس مستقیم با آن آشکار می‌شود. مطالعات انجام شده نشان می‌دهد که تصویربرداری فراطیفی به عنوان یک ابزار غیرمخرب موثر برای افزایش قابلیت خواندن اسناد قدیمی [۴]، تغییر جوهر در مرور زمان [۵] توسعه یافته است. یکی از اولین کارها در تصویربرداری فراطیفی توسط Easton و همکاران انجام شد [۶] و یک سیستم تصویربرداری طیفی توسط Christens Barry و همکاران برای مطالعه نقشه‌های چاپ شده و اقلام فرهنگی به کار رفته است [۷].

هدف از کار انجام شده ایجاد طبقه‌بندی جوهر خودکارهای مختلف بر اساس خواص اپتیکی جوهر در محدوده طیفی ۴۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر است. الگوریتم پیشنهادی به صورت آبی اجرا می‌شود، و احتمال تشخیص یک خط نوشته شده با جوهر هم‌رنگ و اطلاعات در مورد نوشتار یک سند جعلی را ارائه و بررسی می‌کند.

## ۳- شرح آزمایش‌ها و نتایج تجربی

دوربین فراطیفی مورد استفاده از سری دوربین‌های فراطیفی اسکن خطی ساخت شرکت پرتو افزار صنعت (مدل HSI-Vis-12bit) با رزولوشن طیفی دو نانومتر است که از لامپ هالوژنی به عنوان منبع نور استفاده می‌کند. این دوربین در هر لحظه از یک خط نمونه‌گیری کرده و با کنار هم قرار دادن آن‌ها یک تصویر کامل طیفی ایجاد می‌کند که به آن مکعب داده گویند. در شکل (۱) دستگاه تصویربرداری فراطیفی و در شکل (۲) محل قرارگیری نمونه بر روی اسکنر در مقابل تصویربرداری فراطیفی نمایش داده شده است.

برای تحلیل و بررسی یک نوشتار، در بسیاری از موارد ابتدا با آموزش نرم‌افزار یک ماتریس اطلاعات ایجاد و سپس از آن برای

تجزیه و تحلیل جوهرها، به ویژه در بررسی اسناد، از اهمیت زیادی برخوردار است. نوع جوهر و عوامل زمانی می‌توانند شواهد مهمی در تعقیب کیفری باشند [۱]. با ایجاد تمایز بین رنگ‌های مختلف و انواع جوهر می‌توان امر اعتبارسنجی اسناد را به راحتی انجام داد. چشم انسان قادر به دیدن بخش محدودی از طیف الکترومغناطیسی است و می‌تواند بین اشیا و رنگ‌هایی که پاسخ‌های طیفی مختلفی در آن محدوده دارند، تشخیص قائل شود [۲]. با این حال چشم انسان نمی‌تواند بین جوهرهایی که از لحاظ بصری مشابه و دارای نشانه‌های منحصر به فرد طیفی هستند، تفاوت قائل شود.

به طور کلی روش‌های تجزیه و تحلیل جوهر به دو روش اصلی، تجزیه و تحلیل مخرب و غیر مخرب تقسیم می‌شود. در روش مخرب سند با روشی مبتنی بر شیمیایی مانند رنگ‌نگاری لایه نازک (TLC) [۳] توسط کارشناسان اسناد قانونی برای تشخیص عدم انطباق جوهر استفاده می‌شود. چنین روش‌هایی بر اساس این واقعیت است که جوهرهای مختلفی که در اسناد مورد استفاده قرار می‌گیرند ترکیب شیمیایی منحصر به فرد خود را دارند و روش متفاوتی برای واکنش با مواد مختلف بر اساس محیط واکنش دارند. با این حال، روش‌های شیمیایی به دلیل حساسیت به تغییرات دما و نیز ماهیت کیفی که دارند برای مشاهده دقیق نتایج بسیار دشوار است و همچنین در مواردی که به اندازه‌گیری مجدد و اطمینان از نتیجه نیاز است را با توجه به آسیب رساندن به اسناد از کارشناس سلب می‌کند.

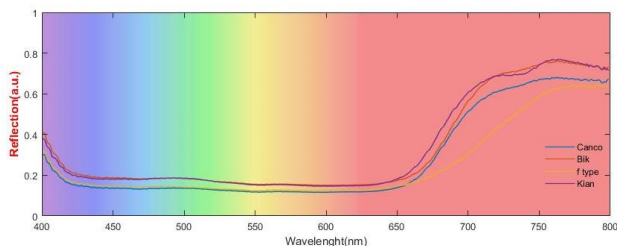
برای غلبه بر چنین محدودیت‌هایی، یک روش غیرمخرب مانند تصویربرداری فراطیفی (HSI) دارای پتانسیل بیشتری است. تصویربرداری فراطیفی قادر است در مقایسه با طیف‌سنجی فیبر نوری که تنها از یک نقطه از نمونه طیف می‌گیرد، در بعد فضایی همزمان اطلاعات طیفی را ثبت کند. در مقایسه با روش‌های غیر مخرب همانند میکروسکوپ دو چشمی مجهز به دوربین عکاسی RGB با سه باند رنگی، طیف در کانال‌های طیفی بیشتری پوشش داده می‌شود. با پردازش تصویر فراطیفی، می‌توان از مقایسه طیف بازتابی در نقاط مختلف نمونه و تجزیه و تحلیل آن‌ها، ویژگی‌های جوهر را به دست آورد. در این مقاله با بررسی نوشتار صورت گرفته با خودکارهای تولیدی شرکت‌های مختلف کارایی دوربین فراطیفی را در تشخیص نوع آن‌ها مورد ارزیابی قرار داده‌ایم.

## ۲- تصویربرداری فراطیفی

این مقاله بر کاربرد تصویر برداری فراطیفی متمرکز است. برخلاف تصویر حاصل از دوربین‌های RGB، در تصویر فراطیفی



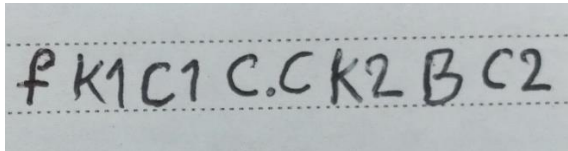
شکل (۳) طیف بازتابی را برای ۴ مدل خودکار به کار رفته در انجام آزمایش نشان می‌دهد.



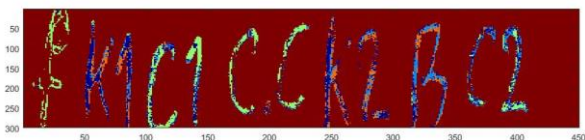
شکل (۳): پاسخ طیفی برای ۴ مدل خودکار

در اینجا سه نوشتار آزمایشی به عنوان نمونه برای سنجش توانایی در تفسیر تفاوت بین جوهرها مورد بررسی قرار می‌گیرد.

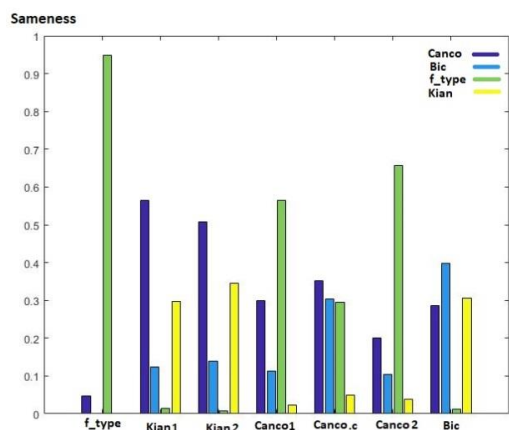
اولین نوشتار آزمایشی از تعدادی حروف توسط هر هفت خودکار ساخته شده است (شکل (۴)) و با به کارگیری تصویربرداری فراطیفی و طبقه بندی SVM مورد بررسی قرار گرفته است. حرف f با خودکار f-type، حرف K1 با Cancno، حرف C1 با Kian، حرف C.C با Cancno، حرف C2 با Canon، حرف K2 با Kian، حرف B با Bic و حرف C2 با Kian نوع دوم نوشته شده است. تحلیل تصویر با روش طبقه بندی SVM انجام شده و در شکل (۵) رنگ‌های قرمز، بنفش، آبی، سبز و زرد به ترتیب نمایانگر پس زمینه، خودکار Cancno، خودکار Bic، خودکار f-type و Kian هستند. در شکل (۶) عملکرد تشخیص هر یک از مدل‌های خودکار توسط الگوریتم SVM نشان داده شده است.



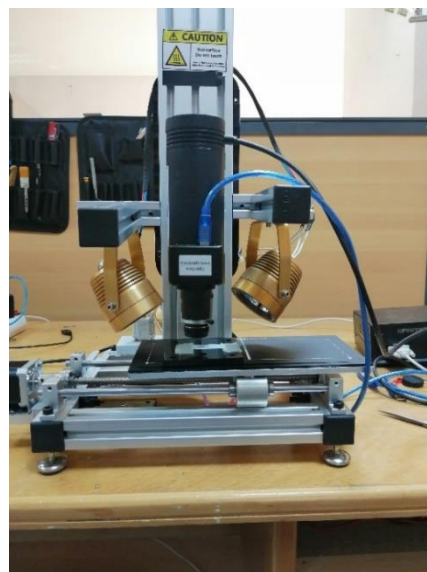
شکل (۴): تصویر نمونه اول



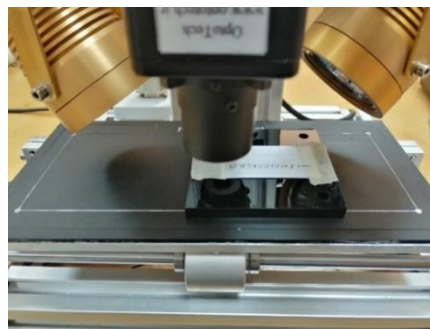
شکل (۵): تحلیل به روش طبقه بندی SVM نمونه اول



تشخیص رفتارهای آتی آن استفاده می‌شود. برای آموزش و مدل سازی می‌توان از روش‌های مختلفی مانند زنجیره‌های مارکوف، گراف‌ها و تئوری گراف‌ها، روش‌های خوشه بندی و روش‌های طبقه بندی استفاده کرد.



شکل (۱): دستگاه تصویر بردار فراطیفی



شکل (۲): محل قرارگیری نمونه مقابل تصویر بردار فراطیفی

مدل ما برای تشخیص جوهرها استفاده از طبقه بندی SVM است که یکی از روش‌های با عملکرد بسیار خوب برای مدل سازی مبتنی بر روش طبقه بندی است [۸]. روش طبقه بندی SVM که یک روش طبقه بندی خطی است، که داده‌های مربوط به طیف خودکارهای مختلف را از هم تفکیک کند.

برای ایجاد پایگاه داده، ما از هفت خودکار از چهار مدل مختلف با جوهر مشکی رنگ به صورت زیر استفاده کرده ایم: یک خودکار با نشان نامعلوم که f-type نام گذاری شده است، دو خودکار با نشان Kian، سه خودکار با نشان Cancno و یک خودکار با نشان Bic. به طور کلی دو پایگاه داده متفاوت ساخته شده است، یکی برای آموزش الگوریتم و دومی برای ارزیابی. برای ایجاد پایگاه داده برای آموزش الگوریتم، خطی دلخواه بر روی کاغذ با تمام خودکارها کشیده می‌شود و تصویر فراطیفی در مکان خط کشیده شده ثبت شده و هر کدام به عنوان یک کلاس در طبقه بندی SVM معرفی می‌شوند.

#### ۴- نتیجه

در این مقاله بررسی و شناسایی جعل و یا تغییر در نوشتار اسناد دست‌نویس ارائه شده است. روش به کار رفته روشی مبتنی بر تصویر برداری فراطیفی و همچنین طبقه‌بندی SVM بود. در روش به کار رفته نمونه‌های آماده شده در پایگاه داده که جوهر با رنگ یکسانی دارند به عنوان آموزش الگوریتم به کار رفته است. نتایج ارائه شده برای نمونه اول نشان می‌دهد که روش فوق توانایی تشخیص بین جوهرهای خودکارهای مختلف را دارد و نمودار توزیع برای هر خودکار در شکل (۶) نمایانگر مدل خودکار است. از بررسی نتیجه نمونه دوم استنباط می‌شود که امکان تشخیص خط خوردگی و مخدوش بودن نوشتار اسناد امکان‌پذیر است. تحلیل نمونه سوم نشان می‌دهد که روش به کار برده قابلیت آن را دارد که اگر در اسنادی مانند چک‌های بانکی جعل صورت گیرد، آن را تشخیص دهد.

#### مراجع

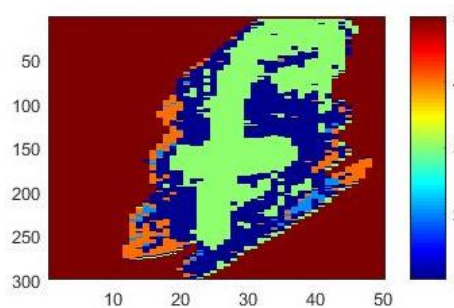
- [1] Morales, Aythami, Miguel A. Ferrer, Moises Diaz-Cabrera, Cristina Carmona, and Gordon L. Thomas. "The use of hyperspectral analysis for ink identification in handwritten documents." In 2014 International Carnahan Conference on Security Technology (ICCST), pp. 1-5. IEEE, 2014.
- [2] Land, Edwin H., and John J. McCann. "Lightness and retinex theory." *Josa* 61, no. 1 (1971): 1-11.
- [3] Aginsky, V. N. "Forensic examination of "slightly soluble" ink pigments using thin-layer chromatography." *Journal of Forensic Science* 38, no. 5 (1993): 1131-1133.
- [4] Kim, Seon Joo, Fanbo Deng, and Michael S. Brown. "Visual enhancement of old documents with hyperspectral imaging." *Pattern Recognition* 44, no. 7 (2011): 1461-1469.
- [5] Edelman, G. J., E. Gaston, T. G. Van Leeuwen, P. J. Cullen, and M. C. G. Aalders. "Hyperspectral imaging for non-contact analysis of forensic traces." *Forensic science international* 223, no. 1-3 (2012): 28-39.
- [6] Easton, Roger L., Keith T. Knox, and William A. Christens-Barry. "Multispectral imaging of the Archimedes palimpsest." In 32nd Applied Imagery Pattern Recognition Workshop, 2003. Proceedings., pp. 111-116. IEEE, 2003.
- [7] Christens-Barry, William A., Kenneth Boydston, Fenella G. France, Keith T. Knox, Roger L. Easton, and Michael B. Toth. "Camera system for multispectral imaging of documents." In *Sensors, Cameras, and Systems for Industrial/Scientific Applications X*, vol. 7249, p. 724908. International Society for Optics and Photonics, 2009.
- [8] Cristianini, Nello, and John Shawe-Taylor. *An introduction to support vector machines and other kernel-based learning methods*. Cambridge university press, 2000.

#### شکل (۶) : مقایسه درصد مشابهت برای چهار مدل خودکار آزمایش

در نوشتار آزمایشی دوم، حرف f با خودکار مدل f-type نوشته شده و توسط خودکار دیگری خط خورده است. شکل (۷) تصویر نمونه دوم را نمایش می‌دهد. تحلیل به روش طبقه‌بندی SVM برای این نمونه در شکل (۸) نشان داده شده است که رنگ سبز حرف f نمایانگر آن است که این حرف با خودکار f-type نوشته شده است.

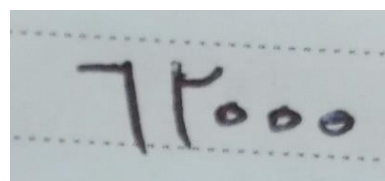


شکل (۷) : تصویر نمونه دوم

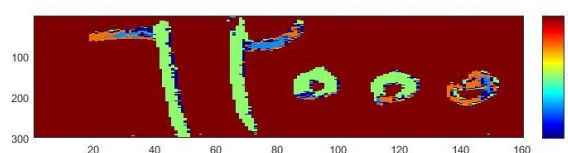


شکل (۸) : تحلیل به روش طبقه‌بندی SVM نمونه دوم

در نوشتار آزمایشی سوم، عدد ۱۱۰۰ نوشته شده است و توسط خودکار هم‌رنگ دیگری به عدد ۶۲۰۰۰ تغییر داده شده است. تصویر نمونه سوم در شکل (۹) نشان داده شده است. تحلیل به روش طبقه‌بندی SVM برای نمونه سوم نیز در شکل (۱۰) نشان داده شده است. به وضوح مشخص است که این عدد توسط جوهر دیگری به ۶۲۰۰۰ تغییر داده شده است.



شکل (۹) : تصویر نمونه سوم



شکل (۱۰) : تحلیل به روش طبقه‌بندی SVM نمونه سوم

Aug. 17-19, 2019

## بررسی اثر لایه‌نشانی طلا روی تیپ سیلیکون در تقویت میدان الکتریکی سیستم طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ

مریم بحرینی\*

ایران، قم، دانشگاه حضرت معصومه س، ایمیل: [bahreini\\_mm@yahoo.com](mailto:bahreini_mm@yahoo.com)

**چکیده:** روش طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ (TERS) حساسیت شیمیایی طیف‌سنجی رامان را با تفکیک‌پذیری بالای میکروسکوپی پروب روبشی (SPM) ترکیب می‌کند و تصاویر شیمیایی در مقیاس نانو از سطوح فراهم می‌کند. دو ویژگی منحصربه‌فرد این روش حساسیت آشکارسازی بالا و تفکیک‌پذیری مکانی زیر حد پراش می‌باشد. حساسیت آشکارسازی بالا به دلیل تقویت میدان الکتریکی موضعی در این سیستم رخ می‌دهد. میدان الکتریکی توسط تیپ‌های سیلیکونی به دلیل پایین بودن چگالی بار آزاد در سیلیکون خالص و در نتیجه عدم تحریک رزونانس پلاسمون سطحی در ناحیه مرئی، نمی‌تواند زیاد تقویت شود. به همین دلیل تیپ‌های AFM سیلیکونی تجاری موجود نمی‌توانند سیگنال TERS مناسب فراهم کنند. در این مقاله به منظور تقویت میدان الکتریکی و در نتیجه بهبود حساسیت سیستم، اثر لایه‌نشانی فلز طلا روی تیپ‌های سیلیکونی رایج بررسی شده است. از بین تمام فلزات، طلا به دلیل دارا بودن چگالی الکترونی آزاد بالا، اثر LSPR قوی در ناحیه مرئی و همچنین مقاومت در برابر هوا، یکی از بهترین مواد محسوب می‌شود. نتایج ما نشان می‌دهد استفاده از لایه‌نشانی طلا روی تیپ‌های از جنس سیلیکون باعث تقویت میدان الکتریکی شده و مقدار بهینه‌ای برای ضخامت لایه‌نشانی وجود دارد. از این نتایج می‌توان در طراحی سیستم TERS تجربی استفاده نمود.

**کلید واژه:** تقویت میدان الکتریکی، طلا، طیف‌سنجی رامان تقویت‌شده با تیپ، سیلیکون.

## Investigating the Effect of Gold Coating on the Silicon Tip in Electric Field Enhancement of Tip-enhanced Raman Spectroscopy System

Maryam Bahreini

*Hazrat-e Masoumeh University Qom, Iran*

**Abstract-** Tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS) method combines the chemical sensitivity of Raman spectroscopy with the high resolution of scanning probe microscopy (SPM) and provides nano-scale chemical images from surfaces. Two unique features of this method are high detection sensitivity and spatial resolution under the diffraction limits. High detection sensitivity occurs due to enhancement of localized electric field in this system. The electric field cannot be greatly enhanced by silicon tips because of the low free charge density in pure silicon, and therefore the lack of stimulation of surface plasmon resonance in the visible region. For this reason, commercial silicon AFM tips cannot provide the appropriate TERS signal. In this paper, the effect of metallic gold coating on common silicone tips has been investigated in order to enhance the electric field and thereby improve the sensitivity of the system. Due to its high free electron density, the strong LSPR effect in the visible region as well as resistance in the air, gold is one of the best materials from all metals. Our results show that the use of gold coating on silicon tips enhances the electric field and there is an optimal value for the thickness of the coating. These results can be used to design empirical TERS system.

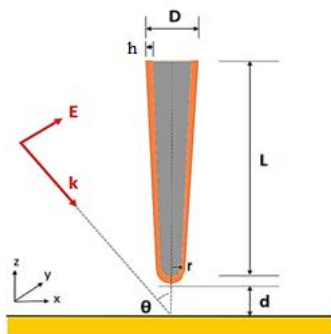
**Keywords:** Electric Field Enhancement, Gold, Silicon, Tip-Enhanced Raman Spectroscopy.

## ۱- مقدمه

کاربرد فزاینده‌ای در TERS پیدا کرده‌اند. از آلومینیوم هم برای لایه-نشانی تیپ سیلیکونی AFM برای اندازه‌گیری TERS استفاده شده است و یک سیگنال TERS نزدیک به UV ضعیف ولی واضح مشاهده شده است. در سال‌های اخیر تلاش‌هایی برای ساخت تیپ-های با پوشش فلز با استفاده از روش رسوب بخار فیزیکی صورت گرفته است. هرچند بهترین راه برای ساخت تیپ‌های طلای TERS با میزان موفقیت بالا، روش خوردگی الکتروشیمیایی می‌باشد. در این مقاله اثر لایه‌نشانی فلز طلا روی تیپ‌های سیلیکونی رایج، بررسی می‌شود. میزان تقویت میدان الکتریکی با استفاده از ضخامت‌های مختلف لایه‌نشانی بررسی شده و مقدار ضخامت بهینه بدست آمده است.

## ۲- شبیه‌سازی و مدل هندسی

هندسه مورد نظر برای شبیه‌سازی در شکل ۱ نشان داده شده است. تیپ از جنس سیلیکون به صورت یک مخروطی که نوک آن را دایره‌ای به شعاع R تشکیل می‌دهد با طول L و شعاع بالای D، که در فاصله d از سطح زیرلایه قرار گرفته، مدل‌سازی می‌شود. ضخامت لایه‌نشانی فلز طلا را با پارامتر h معرفی می‌کنیم. برای قرار دادن نمونه‌ها، زیر لایه‌ای از جنس طلا هم در زیر تیپ قرار می‌گیرد. از یک موج تخت با قطبش p که از کنار با زاویه  $\theta$  بر نانو کاواک تشکیل شده توسط تیپ و زیرلایه فرود می‌آید، برای تحریک رامان استفاده می‌شود (هندسه تابش از کنار<sup>۵</sup>). دامنه میدان الکتریکی موج فرودی  $V/m$  ۱/۰ انتخاب می‌شود. برای به دست آوردن خواص اپتیکی مرتبط با LSPR تیپ‌ها، از روش تفاضل محدود در حوزه زمان سه‌بعدی (3D-FDTD) که معادلات دیفرانسیل ماکسول را به صورت عددی حل می‌کند، استفاده شده است. در این روش، میدان الکترومغناطیسی و مواد ساختاری موردنظر در یک مش‌بندی گسسته متشکل از سلول‌هایی به نام سلول‌های<sup>۶</sup> تو صیف می‌شوند (شکل ۲). معادلات ماکسول مستقیماً در زمان حل



مشخصه‌یابی مواد در حد چند مولکول از چالش‌های اساسی در علوم مختلف می‌باشد. طیف سنجی رامان<sup>۱</sup> یک روش آنالیز مولکولی قدرتمند می‌باشد که با استفاده از بررسی ترازهای ارتعاشی مولکول، اطلاعات شیمیایی از ماده در اختیار قرار می‌دهد. متأسفانه روش رامان از ضعف سیگنال رنج می‌برد که این مسئله مطالعه ذرات کوچک با استفاده از این روش را غیرممکن می‌سازد. روش طیف سنجی رامان تقویت شده با تیپ (TERS)<sup>۲</sup> حساسیت شیمیایی روش طیف سنجی رامان را با تفکیک‌پذیری بالای روش میکروسکوپی پروب روبوشی (SPM)<sup>۳</sup> ترکیب می‌کند و تصاویر شیمیایی در مقیاس نانو از سطوح فراهم می‌کند [1]. به طور خلاصه، در این روش یک تیپ SPM تحت تابش نور لیزر متمرکز شده قرار می‌گیرد و شدت پراکندگی رامان از سطح نمونه در مجاورت تیپ می‌تواند به دو دلیل: ۱. رزونانس پلاسمون سطحی موضعی<sup>۴</sup> و ۲. اثر رعد و برق میله<sup>۵</sup> تقویت شود. دو مزیت منحصر به فرد این روش حساسیت آشکار سازی بالا (به دلیل تقویت میدان الکتریکی موضعی) و قدرت تفکیک مکانی زیر حد پراش (به دلیل استفاده از تیپ‌های میدان-نزدیک<sup>۶</sup> با ابعاد نانومتری) می‌باشد [2]. در نتیجه، برای طراحی یک سیستم TERS بهینه، تمام فاکتورهای موثر بر دو ویژگی حساسیت آشکار سازی و قدرت تفکیک مکانی باید مورد توجه قرار گیرند.

میدان الکتریکی توسط تیپ‌های سیلیکونی نمی‌تواند زیاد تقویت شود. تقویت ناچیز صورت گرفته به دلیل اثر رعد و برق میله‌ای است. دلیل آن این است که با پایین بودن غلظت بار آزاد در سیلیکون خالص، رزونانس پلاسمون سطحی به سختی می‌تواند در ناحیه مرئی برانگیخته شود. به همین دلیل تیپ‌های AFM سیلیکونی تجاری موجود نمی‌توانند سیگنال TERS مناسب فراهم کنند. از طرف دیگر تیپ‌های فلزی بدلیل اثرات پلاسمونیک باعث تقویت میدان بسیار زیاد می‌شوند. فلزات مختلفی برای ساخت تیپ بکار می‌روند. به‌منظور بهبود حساسیت سیستم AFM-TERS، می‌توان از فلز با لایه-نشانی فلز روی تیپ‌های AFM سیلیکون موجود استفاده نمود. از بین تمام فلزات، طلا و نقره به دلیل دارا بودن چگالی الکترونی آزاد بالا و اثر LSPR قوی در ناحیه مرئی، به‌عنوان بهترین مواد برای ساخت تیپ‌های TERS محسوب می‌شوند. نقره دارای افزایش میدان الکتریکی قوی‌تری نسبت به طلا می‌باشد ولی بی‌ثباتی آن در هوا تا حدی کاربرد آن را محدود می‌کند. در نتیجه، تیپ‌های طلا

<sup>5</sup> Lightning Rod Effect

<sup>6</sup> Near-Field

<sup>7</sup> Side-illumination Geometry

<sup>8</sup> Yee cell

<sup>1</sup> Raman Spectroscopy

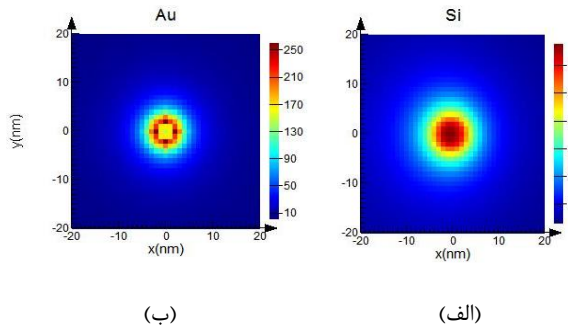
<sup>2</sup> Tip-Enhanced Raman Spectroscopy

<sup>3</sup> Scanning Probe Microscopy

<sup>4</sup> Localized Surface Plasmon Resonance (LSPR)



این رابطه فاکتور تقویت به دست آمده در شبیه سازی عددی می باشد [6].



شکل (۳): مربع مؤلفه z میدان الکتریکی در صفحه زیر تیپ های از جنس: الف) سیلیکون و ب) طلا

بصورت معادل، در برخی مراجع، ضریب تقویت در TERS بصورت زیر معرفی می شود [7]:

$$M_{EM} = \left| \frac{E_{loc}(\omega_L)}{E_{inc}(\omega_L)} \right|^2 \times \left| \frac{E_{loc}(\omega_S)}{E_{inc}(\omega_S)} \right|^2 \quad (5)$$

که در آن،  $M_{EM} = \left| \frac{E_{loc}(\omega_L)}{E_{inc}(\omega_L)} \right|^2$  را فاکتور  $M^2$  یا فاکتور تقویت شدت می نامند.

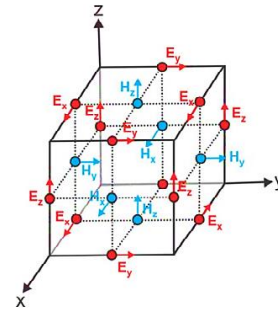
به صورت تقریب،  $\omega_L$  را با  $\omega_S$  نزدیک به هم و در نتیجه یکی در نظر می گیرند. در نهایت، تقویت TERS به صورت  $M^4$  تعریف می شود:

$$M_{EM} = \left| \frac{E_{loc}}{E_{inc}} \right|^4 \quad (6)$$

### ۳- نتایج و بحث

در این قسمت ابتدا به مقایسه ماده سیلیکون با فلز طلا در تیپ می پردازیم. مربع مؤلفه z میدان الکتریکی در صفحه زیر تیپ های از جنس: الف) سیلیکون و ب) طلا در شکل ۳ نشان داده شده است. زاویه مخروطی تیپ ۳۰ درجه، شعاع تیپ سیلیکونی ۵، طول مخروطی تیپ ۵۰۰ و شعاع بالای آن ۲۰۰ مورد استفاده قرار گرفته است. ضخامت زیرلایه از جنس طلا نیز ۱۰۰ نانومتر است. به منظور شبیه سازی دقیق ۲ نانومتر فاصله تیپ-زیرلایه، اندازه سلول یی ۰/۵ نانومتر قرار داده شده است. زاویه تابش میدان الکتریکی ۴۰ درجه در نظر گرفته شده است. همان طور که از نتایج شبیه سازی مشخص است، میدان الکتریکی توسط تیپ های سیلیکونی نمی تواند زیاد تقویت شود. تقویت ناچیز صورت گرفته به دلیل اثر رعد و برق میله ای است. دلیل آن این است که با پایین بودن غلظت بار آزاد ( $10^{13} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) در سیلیکون خالص، رزونانس پلاسمون سطحی به سختی می تواند در ناحیه مرئی برانگیخته شود. به همین

شکل (۱): هندسه شبیه سازی تیپ از جنس سیلیکون با لایه نشانی طلا تحت هندسه تابش لیزر از کنار



شکل (۲): نمایش سلول یی دکارتی استاندارد مورد استفاده در FDTD

می شوند و استپ زمانی با استفاده از معیار پایداری<sup>۹</sup> به اندازه مش وابسته است. این روش، یک نمایش دقیق از معادلات ماکسول در حدی که فاصله مش به سمت صفر می رود می باشد. به منظور شبیه سازی دقیق ۱-۲ نانومتر فاصله تیپ-زیرلایه، اندازه سلول یی ۰/۵ یا ۱ نانومتر قرار داده می شود. روش مش FDTD غیریکنواخت برای شبیه سازی مورد استفاده قرار گرفته است. از شرایط مرزی لایه کاملاً همسان در تمام مرزها برای شبیه سازی ها استفاده شده است که مرزهای باز (بدون انعکاس) را مدل می کند. ثولبت اپتیکی برای سیلیکون، آلومینیوم، طلا و نقره از مراجع مرتبط گرفته شده اند [4, 3].

به صورت کلی، فاکتور تقویت میدان الکتریکی به صورت نسبت میدان الکتریکی در  $E_{tip}$  حضور تیپ  $E_{inc}$  به میدان الکتریکی در غیاب تیپ  $E_0$  بصورت زیر تعریف می شود:

$$EF = E_{tip} / E_0$$

تقویت کلی در TERS از تقویت نور لیزر تحریکی و تقویت رامان پراکنده شده نشأت می گیرد که با توجه به رابطه بالا، فاکتور تقویت برای هر منبع عبارت است از [5]:

$$EF_{laser} = E_{tip}^{laser} / E_0^{laser} \quad (2)$$

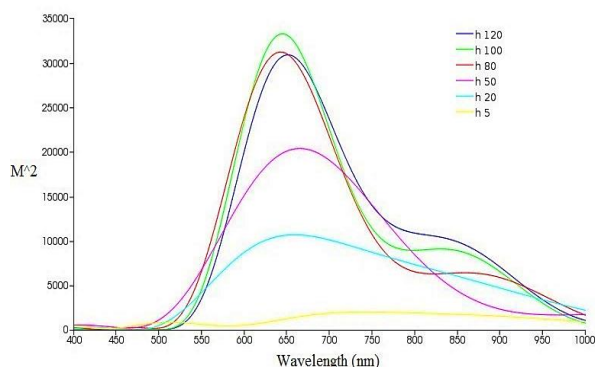
$$EF_{Raman} = E_{tip}^{Raman} / E_0^{Raman} \quad (3)$$

از آنجا که شدت نور متناسب با مربع میدان الکتریکی است، دامنه فاکتور تقویت برای نور لیزر تحریکی  $EF_{laser}^2$  و برای رامان پراکنده شده  $EF_{Raman}^2$  می باشد. در نتیجه، تقویت کلی در TERS به صورت زیر است:

$$EF_{TERS} = EF_{laser}^2 \times EF_{Raman}^2 \quad (4)$$

<sup>9</sup> Stability Criterion

لایه‌نشانی طلا می‌باشد.



شکل (۴): وابستگی تقویت میدان الکتریکی  $M^2$  در طول موج‌های مختلف به ضخامت لایه‌نشانی طلا ( $h$ ) روی تیپ سیلیکون

## مراجع

- [1] Zhang, R.; Zhang, Y.; Dong, Z. C.; Jiang, S.; Zhang, C.; Chen, L. G.; Zhang, L.; Liao, Y.; Aizpurua, J.; Luo, Y.; Yang, J. L.; Hou, J. G. *Nature*, 2013, 498, pp. 82–86.
- [2] Wessel, J. (1985). *J. Opt. Soc. Am. B* 2, pp. 1538–1551.
- [3] Johnson, P.B. and R.-W. Christy, Optical constants of the noble metals. *Physical review B*, 1972, 6(12): p. 4370.
- [4] Palik, E.D., Gallium Arsenide (GaAs). *Handbook of optical constants of solids*, 1985, 1: p. 429-443.
- [5] R. Wood Bayden, E. Bailo, A. Khiavi Mehdi, L. Tilley, S. Deed, T. Deckert Gaudig, D. McNaughton, V. Deckert, *Nano Lett.* 2011, 11, 1868.
- [6] W. Zhang, H. Fischer, T. Schmid, R. Zenobi, O. J. F. Martin, *J. Phys. Chem. C*, 2009 113, 14672.
- [7] M. M. Dvoynenko, and J. K. Wang, "Finding electromagnetic and chemical enhancement factors of surface-enhanced Raman scattering", *Opt. Lett.* 2007, 32(24), 3552–3554.
- [8] M. Bahreini, "The effect of substrate on electric field enhancement of tip-enhanced Raman spectroscopy (TERS)", *AIP Conf Proc.* 2018; 1920(1): 020013. doi:10.1063/1.5018945.
- [9] G. Xu, Z. Liu, K. Xu, Y. Zhang, H. Zhong, Y. Fan, and Z. Huang, "Constant current etching of gold tips suitable for tip-enhanced Raman spectroscopy," *Rev. Sci. Instrum.* 2012, 83(10), 103708.
- [10] T. W. Johnson, Z. J. Lapin, R. Beams, N. C. Lindquist, S. G. Rodrigo, L. Novotny, and S. H. Oh, "Highly reproducible near-field optical imaging with sub-20-nm resolution based on template-stripped gold pyramids," *ACS Nano*, 2012, 6(10), 9168–9174.

دلیل تیپ‌های AFM سیلیکونی تجاری موجود نمی‌توانند سیگنال TERS مناسبتاً فراهم کنند. از طرف دیگر طلا بدلیل اثرات پلاسمونیک باعث تقویت میدان بسیار زیاد می‌شود.

در قسمت بعد به بررسی استفاده از طلا به عنوان لایه‌نشانی روی تیپ سیلیکونی می‌پردازیم. پارامتر ضخامت لایه‌نشانی را با  $h$  معرفی کرده (شکل ۱) و وابستگی تقویت میدان در سیستم TERS به ضخامت لایه‌نشانی طلا روی تیپ سیلیکون را بررسی می‌کنیم. به منظور بررسی وابستگی ضریب تقویت به ضخامت لایه‌نشانی روی تیپ سیلیکون، در شبیه‌سازی‌ها ضخامت لایه‌نشانی طلا را ۵، ۲۰، ۵۰، ۸۰ و ۱۰۰ نانومتر

در نظر گرفتیم. نتایج مربوط به وابستگی ضریب تقویت میدان الکتریکی به ضخامت لایه‌نشانی طلا در شکل ۴ آورده شده است.

همان‌طور که از نتایج شبیه‌سازی مشخص است، تقویت میدان الکتریکی ناشی از اثر جفت‌شدگی دو قطبی-دوقطبی بین لایه‌نشانی طلا و زیرلایه طلا [8]، با افزایش ضخامت لایه‌نشانی طلا تا ۱۰۰ نانومتر به دلیل افزایش اندازه تیپ به شدت افزایش می‌یابد. افزایش بیشتر ضخامت لایه‌نشانی طلا باعث تقویت بیشتر نمی‌شود.

مشاهده می‌شود که تقویت میدان در این مدل تیپ‌ها دارای مرتبه بزرگی  $10^4$  است. در این حالت میزان تقویت TERS برابر با  $10^8$  است.

مسئله دیگر آنست که بیشینه تقویت برای ضخامت لایه طلا بین ۸۰ تا ۱۲۰ نانومتر از یک مرتبه بزرگی است و با در نظر گرفتن طول موج، پیک آن در طول موج حدود ۶۵۰ نانومتر رخ می‌دهد. این نشان می‌دهد که لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر انتخاب مناسبی برای منبع تحریکی در حالت استفاده از تیپ سیلیکون با لایه‌نشانی طلا و زیرلایه طلا می‌باشد. بدون شک این طول موج بیش‌ترین استفاده را در مطالعات تجربی TERS با استفاده از این تیپ‌ها دارد [9, 10].

## ۴- نتیجه

در این مقاله به منظور تقویت میدان الکتریکی و در نتیجه بهبود حساسیت سیستم TERS، اثر لایه‌نشانی فلز طلا روی تیپ‌های سیلیکونی رایج بررسی شده است. ابتدا مقایسه‌ای بین استفاده از ماده سیلیکون و فلز طلا در ساخت تیپ صورت گرفت. همان‌طور که نتایج نشان داد، میدان الکتریکی توسط تیپ‌های سیلیکونی نمی‌تواند زیاد تقویت شود. در قسمت بعد به بررسی استفاده از طلا به عنوان لایه‌نشانی روی تیپ سیلیکونی پرداختیم. مشاهده شد که در این حالت میزان تقویت TERS بیشتر و برابر با  $10^8$  است. همچنین بررسی طول موجی پیک تقویت نشان می‌دهد که لیزر هلیوم-نئون با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر انتخاب مناسبی برای منبع تحریکی در طراحی سیستم‌های تجربی TERS با استفاده از تیپ‌های سیلیکونی با



Aug. 17-19, 2019

## بررسی اثر نوری-حرارتی لیزر بر روی مرگ سلول‌های سرطانی MG63 در حضور نانو ذرات اکسید گرافین

الیاس شریفی<sup>۱</sup>، نجمه السادات حسینی مطلق<sup>۲\*</sup>، بی بی فاطمه حقیرالسادات<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده بیوفیزیک، دانشگاه پیام نور تفت، یزد

<sup>۲</sup>دانشگاه حضرت معصومه س، قم

<sup>۳</sup>دانشکده پیراپزشکی، دانشگاه علوم پزشکی شهید صدوقی یزد

**چکیده:** سرطان بیماری قرن حاضر است و تلاش برای رسیدن به درمانی با بازدهی بالا و اثرات جانبی کم در اولویت قرار دارد. یکی از روش‌های مورد توجه پژوهشگران روش نوری-حرارتی است که در اثر تعامل پرتوهای لیزر با نانو ذرات حاصل می‌شود. در این تحقیق اثر توان و زمان تابش لیزر بر روی نانو ذرات اکسید گرافین جهت بررسی مرگ سلول‌های سرطان استخوان (MG63) مورد مطالعه قرار می‌گیرد. از غلظت‌های ۰.۲ و ۰.۴ mg/ml اکسید گرافین برای تابش دهی با لیزر در توان‌های ۱ وات و ۷۰۰ میلی وات در زمانهای ۵ و ۳ دقیقه استفاده شد. در هر دو حالت دما به ۵۰ درجه سانتی گراد میرسد که مرگ سلولی اتفاق می‌افتد. با توجه به نتایج با افزایش دما با غلظت نانو ذره و زمان تابش دهی و توان لیزر رابطه مستقیم دارد. با کنترل این سه پارامتر می‌توان به مرگ سلولی مطلوب با کمترین اثرات جانبی رسید.

**کلید واژه:** اکسید گرافین، سلول سرطانی MG63، لیزر دیودی، نوری-حرارتی.

## Investigating the Effect of Photothermal Therapy on the Osteosarcoma Cancerous Cell (MG63) by Laser and Graphene Oxide Nanoparticles

E. SHARIFI<sup>1</sup>, N. S. HOSSEINIMOTLAGH<sup>\*2</sup>, and F. HGHROSADAT<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Biophysics department, Taft Peyame noor University, Yazd, Iran

<sup>2</sup>Hazrat e Masoumeh University, Ghom, Iran (hosseinimotlagh@gmail.com)

<sup>3</sup>Shahid Sadoughi Universirt Of Medical Sciences, Yazd, Iran

**Abstract-** Cancer is a generic term for a large group of diseases that arises from the metastases of the abnormal cells to the other tissues. One potential method that can replace the traditional modality and decreases the side effects is photothermal therapy. Laser and nanoparticles are good candidates for this way because these can do local photothermal therapy and exterminate the cancerous cells with the fewer side effects in the fastest time. In this paper, power and radiation time effect are investigated on the death of cancerous cells (MG63). Graphene oxide (GO) at 0.2 and 0.4 mg/ml concentration and 1000 and 700 mw power of laser are used for irradiating on the MG63 cells in the 3 and 5 min. In these conditions, the temperature raised till 50 °C and the death of cancerous cells are happened. In these results, increasing of temperature is related to power and concentration of GO directly.

**Keywords:** Graphene Oxide, MG63 cancerous cell, diode laser, Photo-thermal.

## ۱- مقدمه

• سرطان استخوان یک نوع بسیار سخت و جدی از سرطان است و زمانی اتفاق می‌افتد که سلول‌های استخوان ساز دچار مشکل شوند. استئوسارکوما شایع‌ترین تومور سرطانی اولیه در استخوان است، که بی‌شتر در کودکان و بالغین جوان رایج است. متأسفانه، روش‌های درمانی فعلی برای استئوسارکوما اغلب به اندازه کافی مؤثر نیستند. مقاومت چندگانه دارویی شایع از سمیت درمانی در استئوسارکوما و بروز بسیاری از عوارض جانبی مضر هنگام استفاده از دوز افزایش یافته داروی شیمی درمانی، مسئله اثر بخشی محدود درمان‌های فعلی است [۱]. بنابراین استفاده از گرما بعنوان یک روش درمان جایگزیده برای سلول‌های سرطانی که نه تنها مقاومت دارویی را کم می‌کند بلکه باعث کاهش عوارض جانبی و آسیب به بافت‌های سالم می‌شود مورد توجه قرار می‌گیرد.

• ایده استفاده از گرما برای درمان سرطان برای مدت طولانی مد نظر بوده است، اما تلاش‌های سالیان اخیر منجر به عملیاتی شدن آن شده است. علت اصلی این تاخیر، رسیدن به توانایی ایجاد افزایش دمای مناسب در مکان مناسب است به طوری که باعث آسیب به سلول‌ها و بافت سالم بدن نشود.

• استفاده از تابش الکترو مغناطیس در محدوده مرئی و مادون قرمز برای درمان سرطان از زمان کشف لیزر امیدهای بسیاری ایجاد کرد و به شکل روز افزون محققین بسیاری در این زمینه به تحقیق پرداخته‌اند. مشکل عمده استفاده از لیزرها غیر انتخابی بودن آنهاست و بافت سالم و سرطانی هر دو در مسیر تابش آسیب می‌بینند به علاوه نیاز به چگالی توان بالا برای نابودی تومورها وجود دارد. [۲]. برای عبور از این مشکلات ارتش نانو ذرات پا به عرصه گذاشته و با حضور خود انتخابی بودن روش نوری حرارتی و کاربرد آن را در توان‌های پایین تر را ممکن ساختند.

• در این پژوهش از بین انبوه نانو ذرات از نانو ذرات اکسید گرافین استفاده شده است. زیرا رسانای حرارتی خوب و تحریک‌پذیری بالای حاملان بار در اکسید گرافین ویژگی‌های گرمایی نوری<sup>۴</sup> بسیار عالی به آن بخشیده است. همچنین حلالیت اکسید گرافین در آب قابل قبول بوده است و در محدوده مادون قرمز جذب مناسبی دارد [۳]. اکسید گرافین به عنوان جایگزین مناسب نانولوله‌های کربنی سمیت کم‌تر و زیست سازگاری بیشتری از خود نشان می‌دهد [۴].

• در این پژوهش اثر لیزر دیودی با طول موج ۸۰۸ نانومتر و نانو ذرات اکسید گرافین بعنوان عامل‌های گرما نوری بر روی مرگ سلول‌های سرطانی MG63 بررسی می‌شود.

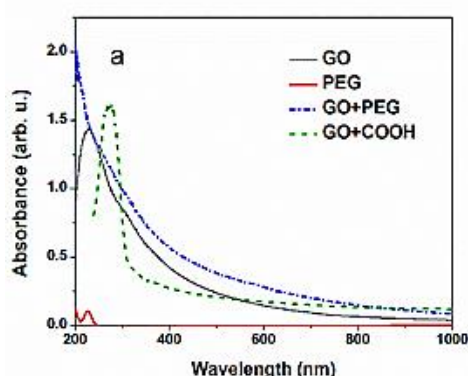
## ۲- مواد و روش‌ها

مواد و روش‌های مورد استفاده در این پژوهش به صورت زیر است. اکسید گرافین متعلق به شرکت گرافین X، پلیمر NH<sub>2</sub>-PEG3500 متعلق به شرکت Jenkem Technology و ماده EDC(1-[3-(Dimethylamino)propyl]-3-ethylcarbodiimide)) از شرکت SIGMA-Aldrich خریداری شد. اکسید گرافین به روش بیان شده در مرجع [۵] برای افزایش زیست سازگاری آن پگیله شد. برای تابش دهی از لیزر دیودی با طول موج ۸۰۸ نانومتر بهره گرفته و سلول‌های مورد استفاده MG63 از رده سلولی سرطان استخوان استئوسارکوما است. کشت سلول در اتاق کشت طبق روش‌های معمول انجام و تست MTT جهت بررسی اثر سمیت مورد استفاده قرار گرفت.

## ۳- نتایج و بحث

بعد از پگیله کردن اکسید گرافین علاوه بر زیست سازگاری، جذب آن بصورت قابل ملاحظه‌ای مخصوصاً در ناحیه مادون قرمز نزدیک افزایش می‌یابد که اثر مطلوبی بر ایجاد گرما می‌گذارد. شکل ۱ طیف uv-vis اکسید گرافین (GO)، پلی اتیلن دو سرآمین (PEG)، اکسید گرافین کربوکسیله (GO-COOH) (یک محصول میانی قبل از پگیله کردن اکسید گرافین) و اکسید گرافین پگیله (GO-PEG) بوده و بخوبی گویای افزایش جذب این نانو ذره بعد از پگیله است. همچنین تغییر رنگ GO-PEG به رنگ قهوه‌ای تیره بیانگر افزایش جذب این نانو ذره است (شکل ۲).

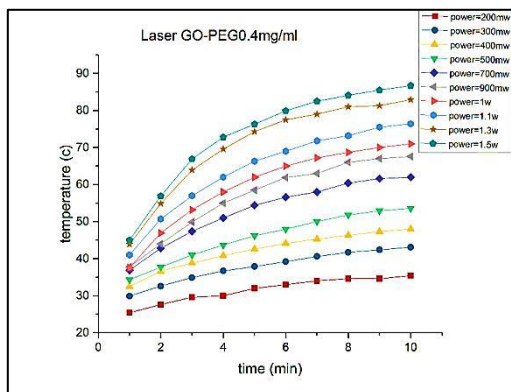
بعد از پگیله کردن نانو ذره بررسی سمیت آن اهمیت پیدا می‌کند چرا که خود نانو ذره به تنهایی نباید اثر سمی بر روی سلول داشته باشد. این موضوع با آزمایش بقای سلولی به روش بر روی سلول‌های MTT MG63 بعد از ۴۸ ساعت مورد بررسی قرار گرفت.



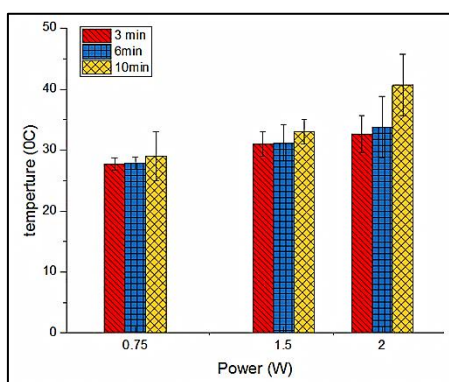
شکل ۴: نمودار جذب GO، PEG، GO-PEG، GO-COOH

<sup>۱</sup> photothermal

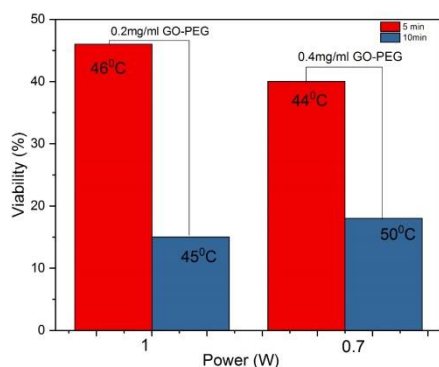
افزایش کم دما شاهد اثر بخشی روش نوری-حرارتی بود.



شکل ۷: افزایش دمای محیط حاوی GO-PEG با غلظت ۰.۴ mg/ml در توانهای ۰.۵-۲ وات لیزر

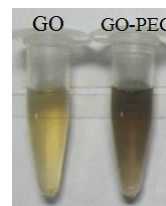


شکل ۸: اثر لیزر دیودی ۸۰۸ نانومتر بر روی افزایش دمای سلول ها در توانهای ۰.۷۵، ۱.۵ و ۲ وات



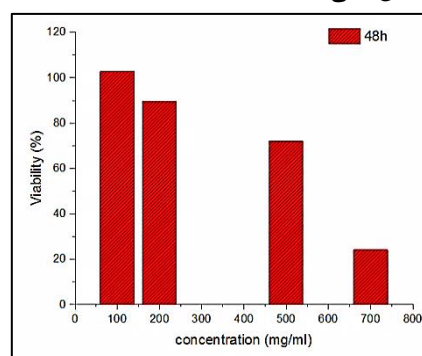
شکل ۹: اثر اندرکنش لیزر با GO-PEG بر روی مرگ سلول های MG63 در اثر ایجاد حرارت

مرحله نهایی اثر همزمان نانو ذره و لیزر بر روی مرگ سلول های سرطانی MG63 است. شکل ۶ تابش دهی لیزر بر سلول های MG63 در حضور نانو ذره اکسید گرافین پگیله در غلظت های ۰.۲ و ۰.۴ mg/ml بدلیل عدم سمیت سلولی و توان های ۱ و ۰.۷ وات لیزر ۸۰۸ نانومتر بدلیل زیست سازگاری و کمترین سمیت سلولی و



شکل ۵: تغییر رنگ GO-PEG به قهوه‌ای تیره

شکل ۳ نشان می‌دهد که گرافین اکساید پگیله سمیت بسیار کم در حد کم تر از ۲۰٪ را برای سلول های MG63 در غلظت های پایین تر ۰.۵ mg/ml نشان میدهد، که نوید بخش استفاده نانو ذره به عنوان جاذب نوری حرارتی در درمان سرطان است. بنابر این دو غلظت ۰.۲ و ۰.۴ mg/ml اکسید گرافین پگیله به دلیل سمیت کمتر برای مراحل تابش دهی انتخاب شد.



شکل ۶: زنده مانی سلول های MG63 بعد از ۴۸ در مجاورت نانو ذرات GO-PEG

مرحله بعد اثر حرارتی غلظت های ۰.۲ و ۰.۴ mg/ml اکسید گرافین پگیله در اندرکنش با توان های مختلف لیزر (۰.۵-۲ وات) و مقایسه آن با آب و میزان اثر بخشی نانو ذره در جذب فوتون های لیزر و رسیدن به حرارت بررسی شد. شکل ۴ افزایش دمای محیط حاوی GO-PEG با غلظت ۰.۴ mg/ml در توانهای مختلف لیزر را نشان می‌دهد. در غلظت ۰.۲ mg/ml با توان ۱w بعد از ۵ دقیقه و در غلظت ۰.۴ mg/ml با توان ۷۰۰ mw بعد از ۳ دقیقه دما به ۵۰ درجه سانتیگراد میرسد. که نشان دهنده ارتباط دما با غلظت اکسید گرافین و زمان تابش دهی و توان لیزر است. هرچه زمان تابش دهی بیشتر و توان تابش دهی بالاتر و غلظت اکسید گرافین بیشتر باشد دمای بالاتری حاصل می شود.

مورد مهم دیگر نداشتن اثر سمیت لیزر به تنهایی بر روی سلول است. در واقع انتظار می‌رود که خود لیزر در طول موج ۸۰۸ نانومتر به تنهایی توانایی گرم کردن و تخریب سلول را نداشته باشد. همان طور که شکل ۵ نشان می‌دهد نرسیدن سلول به دمای ۴۰ °C در اثر تابش لیزر به آن و در نتیجه مناسب بودن لیزر ۸۰۸ نانومتر برای نفوذ به بافت سرطانی است که می‌توان بدون آسیب رساندن به بافت و سلول های سالم اطراف به دلیل قدرت نفوذ لیزر ۸۰۸ نانومتر و

[۲] M. Honda, Y. Saito, N. I. Smith, K. Fujita, and S. Kawata, "Nanoscale heating of laser irradiated single gold nanoparticles in liquid," *Opt. Express*, vol. 19, no. 13, p. 12375, 2011.

[3] V. V. Neklyudov, N. R. Khafizov, I. A. Sedov, and A. M. Dimiev, "New insights into the solubility of graphene oxide in water and alcohols," *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 19, no. 26, pp. 17000–17008, 2017.

[4] M. d'Amora, A. Camisasca, S. Lettieri, and S. Giordani, "Toxicity Assessment of Carbon Nanomaterials in Zebrafish during Development," *Nanomaterials*, vol. 7, no. 12, p. 414, 2017.

[5] K. Yang, L. Feng, H. Hong, W. Cai, and Z. Liu, "Preparation and functionalization of graphene nanocomposites for biomedical applications.," *Nat. Protoc.*, vol. 8, no. 12, pp. 2392–403, 2013.

بیشترین اثر دمایی را نشان می‌دهد.

مشاهدات نشان داد که دمای تمام شرایط آزمایش بالاتر از ۴۴ درجه سانتیگراد است که مناسب برای درمان نوری-حرارتی سلول-های سرطانی میباشد. همچنین آزمایش سمیت سلولی نشان می‌دهد در توان ۱ وات بعد از ۵ دقیقه میزان سمیت سلول سرطانی MG63 ۴۶٪ و بعد از ۱۰ دقیقه ۱۵ درصد زنده مانده داشته و توان ۰.۷ وات بعد از ۵ دقیقه ۴۰ درصد و بعد از ۱۰ دقیقه ۱۸ درصد زنده مانده را نشان داد. بنابراین با افزایش زمان تابش دهی می‌توان به مرگ سلولی بهتری رسید.

#### ۴- نتیجه گیری

یکی از روش‌های مطلوب برای درمان سرطان که معایب روش‌های قدیمی را نداشته و بازده درمانی بالایی دارد روش نوری-حرارتی است. در این روش نانوذره به تومور تزریق می‌شود، به طوری که انرژی فوتون‌ها را به انرژی حرارتی تبدیل می‌کند و با تولید گرما سلول‌های سرطانی را بصورت جایگزده می‌کشد. در این روش از امواج مادون قرمز نزدیک استفاده می‌شود. این امواج می‌توانند به داخل پوست یا به ناحیه‌های عمیق‌تر نفوذ کنند زیرا در رنگ‌دانه‌های مولکولی، آب و پوست کمتر جذب می‌شوند.

در میان نانو ذرات اکسیدگرافین با توجه به اثرهای اندازه نانو، سمیت کم وابسته به دوز، قیمت پایین و جذب اپتیکی قوی در محدوده مادون قرمز نزدیک، به شدت برای درمان‌های فوتو-گرمایی در سال‌های اخیر مورد استفاده قرار می‌گیرد.

در این مقاله اکسیدگرافین پیگله شده است تا زیست سازگاری آن بالا رود. سپس اثر حرارتی و تغییرات دمایی آن با استفاده از لیزر دیودی پیوسته با طول موج ۸۰۸ نانومتر در توان‌ها و زمان‌های تابش دهی متفاوت بررسی می‌شود. با توجه به نتایج بدست آمده غلظت‌های ۰.۲ و ۰.۴ mg/ml تحت تابش توانهای ۱ وات می‌توانند دمای نانو ذره را به بالای ۴۰°C برسانند که دمای مطلوبی برای مرگ سلول‌های سرطانی است. نتایج بر روی سلول‌های کشت شده MG63 بررسی شد که نتایج جاصل از تست MTT مرگ بیش از ۸۵٪ سلول‌ها را نشان می‌دهد. با این روش امید است که بتوان با کاهش عوارض جانبی به درمان بهینه‌ای برای سرطان استئوسارکوما رسید.

#### مراجع

[1] T. Litman, T.E. Druley, W.D. Stein, and S.E. Bates, "new understanding of multidrug resistance systems, their properties and clinical significance," *Cell. Mol. Life Sci. C.* 58 2001.

Aug. 17-19, 2019

## بررسی ویژگی‌های اپتیکی نانوبلورهای گالیم آرسنید آلاینده با اتم Zn

حیدر علی شفیعی گل، محبوبه بیگم‌رادی<sup>\*FV</sup>

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران

**چکیده:** در این پژوهش خواص اپتیکی نانوبلورهای  $\text{Ga}_6\text{As}_4\text{H}_{10}$  و  $\text{Ga}_5\text{ZnAs}_4\text{H}_{10}$ ، با استفاده از روش شبه پتانسیل و فرمول‌بندی تابعی چگالی (DFT) و با تقریب LDA در بسته نرم‌افزاری کوانتوم اسپرسو مورد بررسی قرار می‌گیرند. نتایج حاصل از محاسبات نشان می‌دهد که هرچه اندازه نانوبلور بزرگتر شود مقدار گاف نواری کاهش می‌یابد. با جایگزینی اتم ناخالصی Zn بجای اتم Ga در نانوبلور  $\text{Ga}_6\text{As}_4\text{H}_{10}$  گاف انرژی نسبت به حالت غیر آلاینده کوچکتر می‌شود و تراز فرمی به لبه نوار ظرفیت نزدیک می‌شود که در این حالت نانوبلور  $\text{Ga}_5\text{ZnAs}_4\text{H}_{10}$  یک نیم‌رسانای نوع p خواهد بود. در این پژوهش به بررسی ویژگی‌های اپتیکی نانوبلورهای گالیم آرسنید پرداخته شده که محاسبات با تقریب تک ذره‌ای انجام شده‌اند. همچنین از نرم‌افزار گوسین برای به دست آوردن طیف اپتیکی نانوبلورها استفاده شده است. محاسبات طیف اپتیکی برای نانوبلورهای گالیم آرسنید انتقال به آبی را نشان می‌دهند.

**کلیدواژه:** ناخالصی نوع p، نانوبلور گالیم آرسنید، نظریه تابعی چگالی، خواص اپتیکی، انرژی جذب.

## Investigating the Optical Properties of Gallium Arsenide Nanocrystals Contaminant with Zn Atoms

Heidar Ali Shafiei<sup>1</sup>, Mahboubeh Bigmoradi<sup>2</sup>

*Department of Physics, Faculty of Science, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran*

**Abstract-** In this study, the optical properties of  $\text{Ga}_6\text{As}_4\text{H}_{10}$  and  $\text{Ga}_5\text{ZnAs}_4\text{H}_{10}$  nanocrystals are investigated using Phenotypic Method and DFT (DFT) and with the LDA approximation of the quenched quantum Espresso software. The results of the calculations show that the larger the size of the nanocrystal, the bandwidth decreases. With the replacement of the Zn impurity, instead of the Ga atom, in the  $\text{Ga}_6\text{As}_4\text{H}_{10}$  nanocrystal, the energy gap becomes smaller than the non-degenerate state, and the fermi level approaches the edge of the capacity bar, in which the  $\text{Ga}_5\text{ZnAs}_4\text{H}_{10}$  nanocrystal is a p-type semiconductor. In this study, the optical properties of gallium arsenide nanocrystals have been investigated, which have been performed with one-particle approximation. Gaussian software has also been used to obtain the optical spectrum of nanocrystals. Optical spectrometry calculations for gallium arsenide nanocrystals show a transition to water.

**Keywords:** P-type impurity, Gallium arsenide nanocrystal, Functional density theory, Optical properties, Absorption energy.

\*نویسنده مسئول: کارشناس ارشد فیزیک ماده چگال، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان،

mahbubeh.bigmoradi@gmail.com

## ۱- مقدمه

گاف (HOMO-LUMO) تغییر می‌کند. گاف به دست آمده برای خوشه‌های مختلف گالیم آرسنید در جدول (۱) نشان داده شده است.

جدول (۱) فاصله تراز HOMO-LUMO برای خوشه‌های مختلف گالیم آرسنید.

نام خوشه	فاصله تراز HOMO-LUMO (eV)
As	۱۴/۲
As <sub>2</sub>	۳/۵۷
Ga	۸/۷۶
Ga <sub>2</sub>	۳/۸۱
GaAs	۳/۸۸
Ga <sub>6</sub> As <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	۱/۴
Ga <sub>5</sub> ZnAs <sub>4</sub>	۰/۴۰

شکل (۱) شدت جذب بر حسب فرکانس را برای خوشه‌های As<sub>2</sub>، GaAs و As نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل دیده می‌شود برای خوشه‌های As<sub>2</sub>، GaAs و As یک طیف نوسانی وجود دارد که حداکثر مقدار آن برای As<sub>2</sub> حدود ۹/۵ است و ممکن است مربوط به انتقال از تراز اشغال شده HOMO به تراز اشغال نشده LUMO باشد. با شرفتی‌اتم Ga به جای یک اتم As جایگزین می‌شود شدت جذب به‌طور چشمگیری کاهش می‌یابد. یک جذب در حدود ۴/۵ eV خواهد بود که انتقال به فرکانس<sup>۴۸</sup> را نشان می‌دهد. طبق رابطه  $\Delta E = \hbar\omega$  فرکانس بانرژی رابطه مستقیم دارد. بنابراین در این حالت پیک جذب به سمت انرژی‌های پایین‌تر جابجا شده است

از آنجا که گالیم آرسنید یک نمونه اولیه از نیمه رساناهای مرکب گروه (III-V) است، مطالعه آلیاژی گالیم آرسنید ابزاری برای پیش‌بینی رفتار دیگر نیمه رساناهای مرکب خواهد بود [۱، ۲]. در سال‌های اخیر برای تولید نور و تقویت آن در نیمه رساناها چندین استراتژی تحقیق شده است. یکی از نویدبخش‌ترین آن‌ها ایده کاهش ابعاد نانوبلور، بر روی نانوبلور گالیم آرسنید است که در آن محدودیت کوانتومی، شکستن پیوند و تأثیر سطح، نقش مهمی دارد. LEDها با بکار بردن لایه‌های فعال نانوبلورهای گالیم آرسنید و تزریق جداگانه الکترون‌ها و حفره‌ها به دست می‌آید [۴]. بررسی خواص اپتیکی با مطالعه مدل‌های ساده شروع شده است سپس نقش جایگزینی اتم Zn در نانوبلور گالیم آرسنید بررسی می‌شود.

## ۲- نتایج و محاسبات

### ۲-۱- تقریب تک ذره (IPA)

یک فرض اساسی که معمولاً برای سامانه‌های کوانتومی زیاد استفاده می‌شود تقریب یک الکترون یا تقریب ذره مستقل است، که در آن اثرات برهمکنشی الکترون‌ها یعنی همبستگی الکترون‌ها بسیار ناچیز فرض شده است. IPA به عنوان پایه‌ای برای محاسبات نظری استفاده می‌شود [۵]. یکی از بهترین روش‌های پاسخ نوری یک بلور در سطوح محاسبه شده از ساختار نواری استفاده از تقریب یک ذره مستقل است. جایی که اثر تغییر میدان مغناطیسی ماکسول بر روی فاصله، در شبکه بلوری نادیده گرفته می‌شود [۶]. در ادامه طیف جذب نانوبلور گالیم آرسنید با استفاده از تقریب تک ذره بررسی می‌شود.

### ۲-۲- بررسی طیف جذب خوشه‌های Ga<sub>6</sub>As<sub>4</sub>

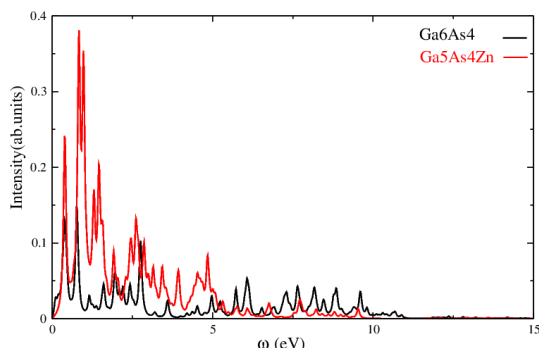
#### GaAs, Ga<sub>۲</sub>, Ga, As<sub>۲</sub>, As

در یک بلور می‌توان نوارهای انرژی را مشاهده کرد که از ترازهای شبه پیوسته تشکیل شده‌اند در حالی که خوشه‌های کوچک رفتاری شبیه به مولکول‌ها دارند. با افزایش اندازه خوشه ترازهای گسسته به حالت حدی شان یعنی شبه نوار نزدیک می‌شوند. در این مسیر تدریجی خواص فیزیکی نظیر

<sup>۱</sup>- Red-Shift



LUMO با شد. وقتی اتم Zn به جای یک اتم Ga جایگزین می شود شدت جذب به طور چشمگیری افزایش می یابد و پیک جذب به سمت انرژی های بالاتر جابجا می شود که انتقال به آبی را نشان می دهد.

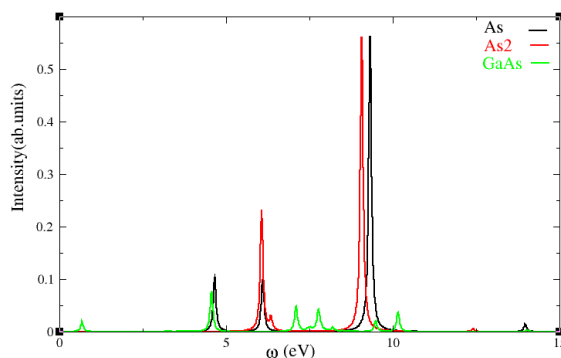


شکل (۳) نمودار شدت جذب برحسب فرکانس برای خوشه های  $Ga_5ZnAs_4$  و  $Ga_6As_4$

#### ۲-۴- بررسی طیف جذب UV نانوبلورهای حالیم آرسنید

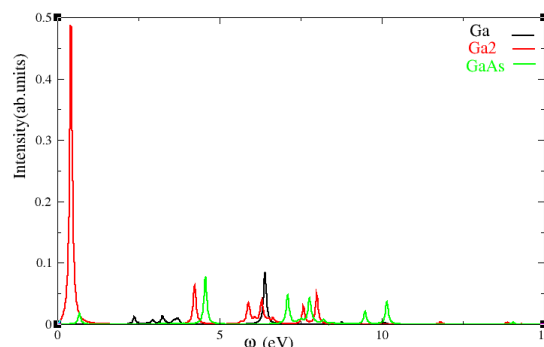
در این قسمت، ساختارهای بهینه شده نانوبلورهای گالیم آرسنید، با کمک بسته نرم افزار گو سین<sup>۵۰</sup> ۰/۹، نرم افزار گوس و یو<sup>۵۱</sup> و روش هیبریدی B3LYP، مقدار انرژی حالت های پایه و برانگیخته محاسبه شده سپس طیف جذب نانوبلورهای گالیم آرسنید رسم شده است. این نرم افزار به کمک روش های محاسباتی بر مبنای نظریه تابعی چگالی، ساختار طراحی شده را بهینه کرده و پایدارترین ساختار را ایجاد می کند [۷،۸].

در ادامه طیف جذب نانوبلورهای  $Ga_6As_4H_{10}$ ،  $Ga_5ZnAs_4H_{10}$  بررسی خواهد شد. شکل (۴) مربوط به محدوده طول موج های مختلف است. شکل (۵) طیف جذب نانوبلور  $Ga_6As_4H_{10}$  را نشان می دهد جذب توسط پیک بزرگ مشخص می شود که ناشی از ایجاد مستقیم اکسایتون (جفت، الکترون-حفره) است. این پیک جذب برای نانوبلور  $Ga_6As_4H_{10}$  در طول موج  $3 \times 10^{-6} m$  واقع شده است طبق محدوده طیفی شکل (۴) این طول موج در محدوده طول موج های فروسرخ قرار گرفته است.



شکل (۱) شدت جذب برحسب فرکانس برای خوشه های As،  $GaAs$  و  $As_2$

شکل (۲) شدت جذب برحسب فرکانس را برای خوشه های  $Ga_2$ ،  $Ga$  و  $GaAs$  نشان می دهد. برای حالت دو تایی پیک جذب به سمت انرژی های پایین تر جابجا شده است و شدت جذب به طور چشمگیری افزایش یافته است. اما زمانی که یک اتم As جایگزین یکی از اتم های Ga می شود پیک جذب به سمت انرژی های بالاتر جابجا می شود. و انتقال به آبی<sup>۴۹</sup> را نشان می دهد.

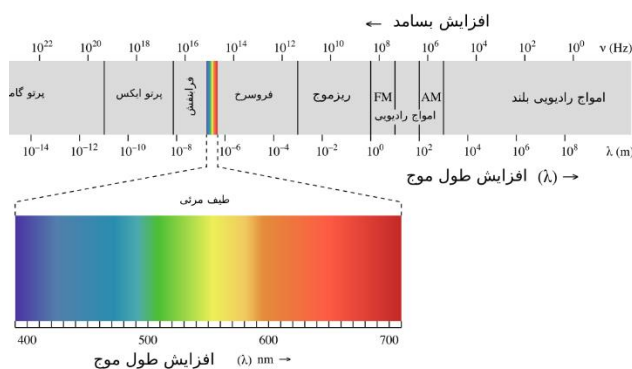


شکل (۲) شدت جذب برحسب فرکانس برای خوشه های  $Ga$ ،  $Ga_2$  و  $GaAs$

#### ۲-۳- بررسی اثر ناخالصی Zn روی طیف جذب خوشه $Ga_6As_4$

شکل (۳) نمودار شدت جذب برحسب فرکانس را برای خوشه های  $Ga_5ZnAs_4$  و  $Ga_6As_4$  نشان می دهد همان طور که در شکل دیده می شود برای خوشه های  $Ga_6As_4$  و  $Ga_5ZnAs_4$  یک طیف نوسانی وجود دارد که حداکثر مقدار آن برای  $Ga_6As_4$  حدود ۱۱ eV است و ممکن است مربوط به انتقال از تراز اشغال شده HOMO به تراز اشغال نشده

می شود. در این حالت نانوبلور  $Ga_5ZnAs_4H_{10}$  یک نانوبلور نیم رسانای نوع p خواهد بود. بررسی طیف جذب نانوبلور های گالیم آرسنید نشان می دهد که اضافه شدن اتم ناخالصی Zn به نانوبلور  $Ga_6As_4H_{10}$  سبب افزایش شدت جذب و جابجایی طیف جذب به سمت طول موج های بنفش می شود. با بررسی طیف جذب UV نانوبلور های گالیم آرسنید مشاهده می شود که ناخالصی Zn باعث جابجایی طیف جذب به سمت طول موج های کوتاه تر می شود.



شکل (۴) نمودار طیف الکترومغناطیس [۹].

### مراجع

[1] Chavanapvane, T," Impurity doping effect in compound semiconductors", Waseda University Graduate School of Science, pp.645-653, 2007.

[2] Pankove, J.I," Optical Processes in Semiconductors", New York, pp.456-459, 1971.

[3] Gholamhosein, M., and Nouri, M," Design and simulation of semiconductor laser with GaAs active region", Vol. 5(16) Jul. 2015, PP. 2340-2346

[4] Igor, V., Serdar, O., and James, R. Ch," Ab initio absorption spectra of gallium arsenide clusters", Department of Chemical Engineering and Material Science, Minnesota Supercomputing Institute, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota, pp.554-559.

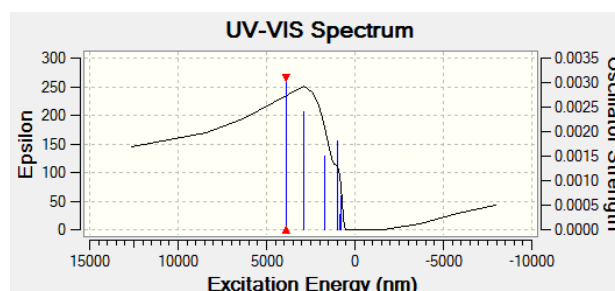
[5] Hansen, D. L., Hemmers, O., Wang, H., Linde, D. W., Focke, P., Sellin, I. A., Heske, C., Chakraborty, H. S., Deshmukh, P. C., and Manson, S. T," Validity of the independent-particle approximation in x-ray photoemission: The exception, not the rule", The American Physical Society, pp.321-324, 1999.

[6] J. E. Sipe," Nonlinear optical response of semiconductors in the independent-particle approximation", The American Physical Society, pp.705-723, 1993.

[7] Cioslowski, D.J. Fox, Gaussian 09, Revision A.02, Gaussian, Inc, Wallingford CT, pp.123-125, 2009.

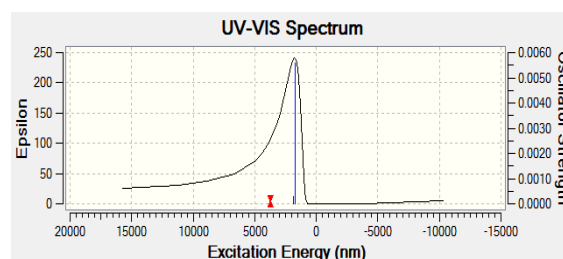
[8] Habibpour, R., Vaziri, R," Computational and theoretical study of electronic, spectroscopic and chemical properties of  $(ZnO)_n$  ( $n \leq 4$ ) nanoclusters" Technology (IROST), P.O. Box 33535111, Tehran, Iran, pp 212-222, 2015.

[9] Gary M. Lampman., George S. Kriz., James A. Vyvyan., and Donald L. Pavia, "Introduction to Spectroscopy", Brooks Cole, pp.543-546, 2008.



شکل (۵) طیف جذب نانوبلور  $Ga_6As_4H_{10}$

شکل (۶) طیف جذب نانوبلور  $Ga_5ZnAs_4H_{10}$  را نشان می دهد. پیک جذب برای نانوبلور  $Ga_5ZnAs_4H_{10}$  که یک اتم ناخالصی Zn جایگزین یک اتم Ga شده است در طول موج  $1.5 \times 10^{-6}$  m واقع شده است. طبق محدودیت طیفی شکل (۴) این طول موج در محدوده طول موج های فرورسرخ است و نسبت به نانوبلور غیر آلوده به سمت طول موج های کوتاه تر جابجا شده است در نتیجه حضور اتم ناخالصی Zn در نانوبلور منجر به انتقال به آبی می شود که با نتایج تقریب تک ذره ای مطابقت دارد.



شکل (۶) طیف جذب نانوبلور  $Ga_5ZnAs_4H_{10}$

### ۳- نتیجه گیری

با جایگزینی اتم ناخالصی Zn به جای اتم Ga در نانوبلور  $Ga_6As_4H_{10}$ ، گاف انرژی نسبت به حالت غیر آلوده کوچکتر می شود و تراز فرمی به لبه بنوار ظرفیت نزدیک

Aug. 17-19, 2019

## بررسی و اندازه گیری اثر مگنتوآپتیکی شیشه فیلینت با روش اپتیکی انحرافسنجی ماره و مقایسه آن با اثر فارادی

فاطمه جمال<sup>\*</sup>، محمد خان زاده

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ولی عصر رفسنجان

[\\*Jamal.fatemeh69@yahoo.COM](mailto:Jamal.fatemeh69@yahoo.COM)

[khanzadeh@vru.ac.ir](mailto:khanzadeh@vru.ac.ir)

**چکیده:** هدف از انجام این پژوهش بررسی اثر میدان مغناطیسی یا همان اثر فارادی با استفاده از روش تجربی و نوری انحرافسنجی ماره می باشد. برخی از مواد نوری با قرار گرفتن در یک میدان مغناطیسی قوی، خواص اپتیکی و نوری آنها فعال می شود که این ویژگی باعث چرخش صفحه نور قطبیده در حین عبور از ماده می شود. این زاویه چرخش متناسب با شدت میدان مغناطیسی بوده و برای نمونه مورد آزمایش به نام ثابت وردت معرفی می شود. در این مطالعه برای اولین بار ثابت وردت فیلینت شیشه ای با استفاده از روش اپتیکی انحرافسنجی ماره محاسبه شده است. این روش، یک روش تجزیه و تحلیل موجی براساس اپتیک هندسی است، که با ترکیب آن با آزمایش اثر فارادی، ثابت وردت برای فیلینت با دقت بالاتری اندازه گیری می شود. براساس محاسبات صورت گرفته در هر دو روش مورد بحث، اندازه تغییرات ثابت وردت شیشه فیلینت به میزان  $1.604 \text{ cm}^{-1}\text{G}^{-1}$  برای نور قرمز و  $1.125 \text{ cm}^{-1}\text{G}^{-1}$  برای نور سبز اندازه گیری شده است، که با مقادیر به دست آمده در تئوری مطابقت خوبی دارند.

**کلید واژه:** انحرافسنجی ماره، ثابت وردت، فیلینت شیشه ای، اثر فارادی

## Investigation and Measurement of the Magnetic Effect of Flint Glass by Using the Optical Method, Moiré Deflectometry and Comparing it with Faraday Effect

Jamal.Fatemeh<sup>1\*</sup>, Ahmadi.Fatemeh<sup>2</sup>, Khanzadeh.Mohammad<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Department Of Physics, Faculty Of Science, Vali-e-Asr University Of Rafsanjan

<sup>2</sup>Deoartment Of Physics, Sharreza Branch, Islamic Azad University

**Abstract:** The purpose of this study is to observe the effect of a magnetic field or Faraday effect on the transmission of linearly polarized light through a dispersive medium, to measure the Verdet constant of flint glass by using the optical method, Moiré deflectometry. In this paper, for the first time, characterization of The Verdet Constant of Light Flint Glass, was carried out using an optical method, Moiré deflectometry. This method is a wavefront analysis technique based on geometric optics, which in this paper shown that by combining this experiment with Faraday Effect, the Verdet Constant is measured with high accuracy. According to the calculation in both methods, the Verdet Constant of flint glass for the wavelength of red and green, measures  $1.604 \text{ cm}^{-1}\text{G}^{-1}$  and  $1.125 \text{ cm}^{-1}\text{G}^{-1}$ , respectively.

**Keywords:** Moiré deflectometry, Verdet Constant, Flint glass, Faraday effect

می‌شود، برای درک بهتر اثر فارادی روش الکتروپدینامیک کلاسیک ثابت وردت را تعریف می‌کند، که تابعی از طول موج نور مورد استفاده (طول موج در خلاء) بوده است (۴).

این ثابت در محاسبات انجام شده در اثر فارادی وابستگی بین زاویه چرخش صفحه قطبش را با مقدار میدان مغناطیسی اعمال شده بر نمونه نشان می‌دهد. رابطه (۱) تعریف ریاضی از ثابت وردت  $V$  را بیان می‌کند (۴).

$$\theta = v(\lambda)IB \quad (1)$$

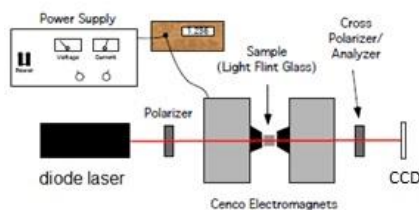
در این رابطه،  $B$  اندازه میدان مغناطیسی،  $l$  طول نمونه مورد نظر و  $\theta$  زاویه چرخش صفحه قطبش را نشان می‌دهد، توجه داشته باشد که ثابت وردت با توجه به رابطه، به طول موج نور فرودی نیز بستگی دارد. هدف نهایی در این پژوهش به دست آوردن تغییرات ثابت وردت  $V$  با استفاده از دو روش اثر فارادی و انحراف سنجی ماره و مقایسه نتایج آنها با یکدیگر بوده است.

### ۳- مواد و روش ها

همانطور که در بخش تئوری بیان شد برای به دست آوردن ثابت وردت شیشه فیلینت، در این پژوهش، از دو روش اثر فارادی و انحراف سنجی ماره استفاده شده است، که در این بخش به طور مجزا هر کدام از این روش ها را توضیح داده و نتایج آن را بیان می‌کنیم.

#### ۳-۱- آزمایش اثر فارادی

با توجه به چیدمان آزمایش فارادی (شکل ۱) شیشه فیلینت به طول ۲۰ میلی متر را در میان میدان مغناطیسی و در معرض دو طول موج قرمز ۶۵۷nm و نور سبز ۵۳۲nm قرار می‌دهیم.



شکل ۱۰: چیدمان آزمایشگاهی اثر فارادی (۲)

همانطور که در شکل (۱) مشاهده می‌کنید، قطبشگر اول در چیدمان به گونه ای تنظیم شده است که شدت نور خروجی را صفر و یا کمینه کند و با اتصال سیم پیچ های قطبین الکترومغناطیسی به منبع تغذیه شدت جریانی در حدود ۳A از میان شیشه فیلینت عبور کند.

### ۱- مقدمه

مایکل فارادی برای اولین بار در سال ۱۸۴۵ میلادی این مسئله را بیان کرد، زمانی که یک ماده غیر فعال در میدان مغناطیسی قرار می‌گیرد صفحه قطبش ناشی از نور پلاریزه که به آن برخورد می‌کند، می‌چرخد. در این صورت زمانی که یک پرتو نور قطبیده خطی با قطبشی در امتداد موازی با خطوط میدان مغناطیسی از آن محیط عبور کند، چرخش در قطبش نور به وجود خواهد آمد که این پدیده همان اثر فارادی بوده که یک اثر مگنتو اپتیکی بوده است (۱). این تاثیر را می‌توان در جامدات، مایعات و یا حتی گازها نیز مشاهده کرد، به عبارتی می‌توان گفت که جامدات دارای قویترین اثر مگنتو اپتیکی و گازها به نسبت دیگر مواد دارای ضعیف ترین اثر مگنتو اپتیکی هستند، به همین دلیل ثابت وردت برای هر نمونه‌ای همانند اثر انگشت عمل می‌کند و با دانستن مقدار آن می‌توان مواد مغناطیسی را شناسایی کرد (۲).

از سوی دیگر، مواد پارامغناطیس و فرومغناطیس پایداری در محیط زیست وجود دارد، که معمولاً دارای ثابت وردت مشخصی هستند و نوع دیگری از مواد یعنی مواد دیامغناطیس وجود دارد، که به عنوان حسگر در اثر فارادی مورد استفاده قرار می‌گیرند، یکی از این مواد جامد شیشه فیلینت است که در اثر فارادی کاربرد بسیاری دارد (۳). هدف از انجام این آزمایش اندازه‌گیری ثابت وردت با استفاده از آزمایش انحراف سنجی ماره، برای یک نمونه از شیشه فیلینت و مقایسه آن با مقدار محاسبه شده در بررسی‌های تئوری و آزمایش اثر فارادی است، تا بتوان به دقت اندازه‌گیری در این دو آزمایش تجربی پی برد.

### ۲- تئوری

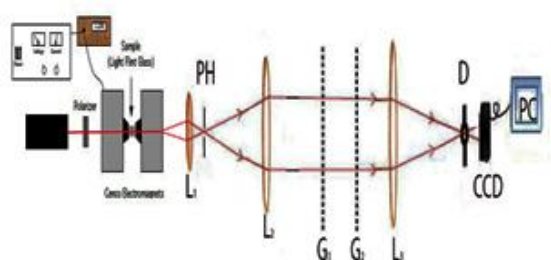
اثر فارادی یک اثر مگنتو اپتیکی، یکی از ابتدایی ترین نشانه‌های بستگی الکترومغناطیس و نور بوده است. زمانی که یک ماده دیامغناطیسی مانند شیشه فیلینت، در معرض میدان مغناطیسی قوی قرار گیرد، باعث چرخش صفحه قطبش ناشی از نور پلاریزه که به آن برخورد می‌کند، می‌شود.

زمینه تئوری اثر فارادی در حوزه مکانیک کوانتومی بوده است، اما می‌توان در سطح عمومی، بیشتر آن را در حوزه الکتروپدینامیک کلاسیک در نظر گرفت. به همین دلیل در اثر فارادی پیش فرضی در نظر گرفته می‌شود که در آن، حرکت زاویه ای الکترون در اطراف هسته صورت می‌گیرد و منجر به ایجاد شاخص‌های مختلف از جمله تغییرات قطبش یا چرخش سطح نور (با فرکانس‌های مختلف) پلاریزه

## ۲-۳- محاسبه ثابت وردت با استفاده از آزمایش

### انحراف سنجی ماره

در این قسمت ثابت وردت برای شیشه فیلینت از طریق آزمایش اپتیکی انحراف سنجی ماره، اندازه گیری شده است. چیدمان مورد استفاده در این پژوهش مطابق با شکل (۲) است، با توجه به وجود میدان مغناطیسی، شیشه فیلینت را به عنوان نمونه بعد از پلاریزور و قبل از موازی کننده  $L_1$  در سیستم قرار دادیم تا نور لیزر در برهم کنش با شیشه فیلینت به طور مستقیم تحت تاثیر میدان مغناطیسی قرار گیرد (۶-۵).

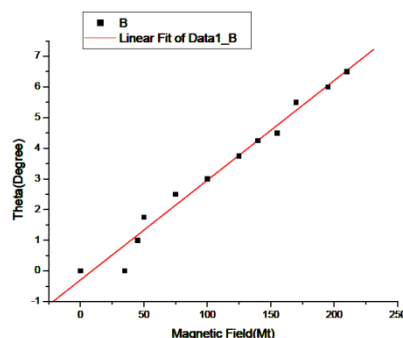


شکل ۱۱: چیدمان آزمایش اثر فارادی و انحراف سنجی ماره

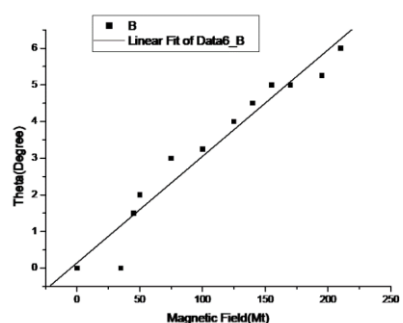
با توجه به شکل (۲) اجزای تشکیل دهنده چیدمان اثر فارادی با انحراف سنجی ماره عبارت است از:  $L_1$ ،  $L_2$  و  $L_3$  عدسی ها با فاصله کانونی مشخص،  $G_1$  و  $G_2$  دو توری با گام یکسان و CCD دوربین دریافت کننده فریزهای ماره در دو حالت مرجع و تغییر یافته می باشد. همچنین، شیشه فیلینت با طول ۲۰ mm را در میان میدان مغناطیسی در مکان مشخص شده در تصویر قرار می دهیم. تغییرات میدان مغناطیسی در حدود ۱ تسلا بوده است، در این صورت می توان بعد از اعمال مغناطیسی میزان جابه جایی در فریزهای ماره را به وسیله دوربین در اندازه های مختلف میدان ثبت کرد. این جابه جایی ایجاد شده در فریزهای ماره را می توان به همان زاویه چرخش صفحه قطبش در شیشه فیلینت نسبت داد.

این آزمایش همانند آزمایش بخش قبل برای دو طول موج سبز ۵۳۲nm و قرمز ۶۵۷nm انجام شد. با توجه به دقت اندازه گیری در آزمایش انحراف سنجی ماره مقادیر جابه جایی در فریزهای ماره را تنها می توان با استفاده از محاسبات کامپیوتری و پردازش تصاویر با استفاده از نرم افزار Matlab به دست آمد. در شکل (۳) و (۴) می توانید، تغییرات جابه جایی در فریزهای ماره را در طی اعمال مقادیر مختلف میدان مغناطیسی برای دو نور سبز و قرمز مشاهده کنید.

بعد از این مرحله و برقراری جریان ۳A، با چرخاندن قطبشگر دوم و خواندن اعداد آن، می توان زاویه چرخش  $\theta$  را در آزمایش به دست آورد. با تکرار این آزمایش در شدت های مختلف میدان نمودار تغییرات زاویه چرخش قطبش بر حسب میدان های مغناطیسی B به دست می آید، که شیب نمودار حاصله از آن بر طبق رابطه (۱) همان ثابت وردت بوده است. نمودارهای به دست آمده از این آزمایش را برای طول موج های قرمز و سبز در نمودار های (۱) و (۲) مشاهده می کنید.



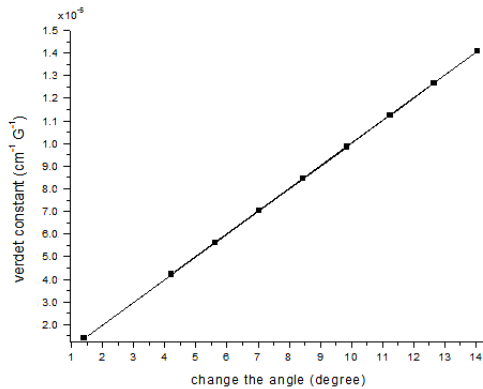
نمودار ۱: نمودار خطی تغییرات زاویه چرخش صفحه قطبش فیلینت تحت تاثیر میدان های مختلف برای طول موج قرمز ۶۵۷nm



نمودار ۲: نمودار خطی تغییرات زاویه چرخش صفحه قطبش فیلینت تحت تاثیر میدان های مختلف برای طول موج سبز ۵۳۲nm

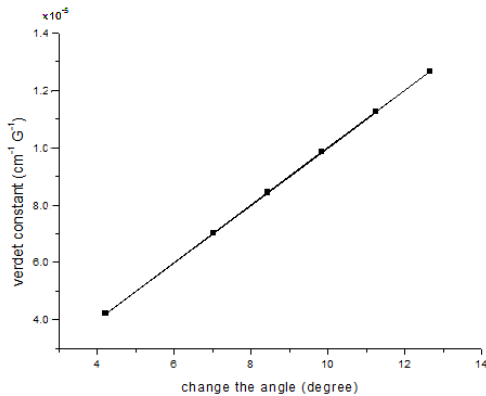
با توجه به نمودارهای (۱) و (۲) مشاهده می کنید که با افزایش میدان مغناطیسی در آزمایش اثر فارادی زاویه چرخش  $\theta$  نیز به صورت خطی افزایش می یابد. براساس محاسبات صورت گرفته در این آزمایش ثابت وردت شیشه فیلینت، در طول موج سبز به میزان  $1/45 \text{ cm}^{-1}\text{G}^{-1}$  و در طول موج قرمز به میزان  $1/3 \text{ cm}^{-1}\text{G}^{-1}$  اندازه گیری شده است.

بوده است. با توجه به نمودارها و محاسبات انجام شده با استفاده از پردازش تصویر ثابت وردت در طول موج قرمز به میزان  $1/604$  و در طول موج سبز  $1/125$   $\text{cm}^{-1}\text{G}^{-1}$  اندازه گیری شده است.



نمودار ۳: بررسی تغییرات ثابت وردت برای شیشه فیلینت در نور

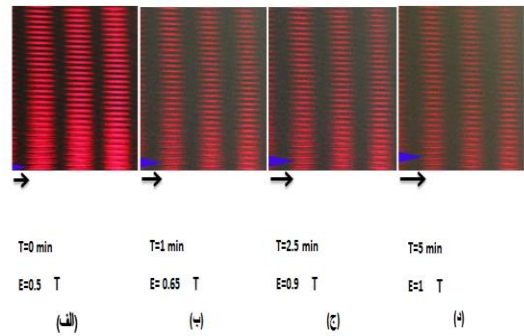
قرمز با طول موج ۶۵۷ nm



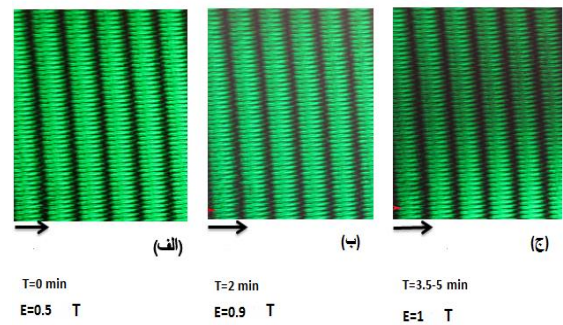
زکبه

#### ۴- نتیجه گیری

با توجه به آزمایش‌های صورت گرفته مشاهده می‌شود که ثابت وردت اندازه‌گیری شده برای شیشه فیلینت در دو آزمایش اثر فارادی و انحراف‌سنجی ماره تفاوت اندکی با یکدیگر داشتند. همچنین با توجه به نتایج تئوری (۳-۲) می‌توان نتیجه گرفت که دقت اندازه‌گیری در آزمایش انحراف‌سنجی ماره نسبت به اثر فارادی بیشتر بوده است. تفاوت اساسی این دو آزمایش در این است که در آزمایش انحراف‌سنجی ماره، چرخش صفحه قطبش در فریزهای ماره به طور مستقیم در میدان‌های مختلف نسبت به مدت زمانی که تحت تاثیر میدان قرار می‌گیرد، بستگی دارد. همچنین در انحراف‌سنجی ماره برخلاف اثر فارادی می‌توان کوچکترین تغییرات به وجود آمده از نظر چرخش صفحه قطبش را به وسیله پردازش تصویر اندازه‌گیری کرد. به طور کلی نتیجه‌ای که می‌توان گرفت این است که، آزمایش انحراف‌سنجی ماره نسبت به دیگر آزمایش‌های اپتیکی به دلیل



شکل ۱۲: فریزهای ماره برای نور قرمز با طول موج ۶۵۷nm



شکل ۱۳: فریزهای ماره برای نور سبز با طول موج ۵۳۲nm

همانطور که در دو شکل (۳) و (۴) مشاهده می‌کنید، با افزایش میدان مغناطیسی از  $0/5$  تسلا تا  $1$  تسلا فریزهای ماره جابه‌جا می‌شوند. این جابه‌جایی در نور قرمز (شکل ۳) با فلش آبی رنگ و در نور سبز (شکل ۴) با فلش قرمز نشان داده شده است. همانطور که در تصاویر مشاهده می‌کنید میزان این جابه‌جایی‌ها به نسبت بسیار کوچک بوده است، که نمی‌توان به صورت دستی اندازه‌گیری‌ها را انجام داد، به همین دلیل با استفاده از پردازش تصویر توانستیم، کوچکترین جابه‌جایی‌های موجود در فریزهای ماره را در طی اعمال میدان مغناطیسی به دست آوریم. روشی که در انحراف‌سنجی ماره برای اندازه‌گیری ثابت وردت انجام دادیم متفاوت از آزمایش فارادی بوده است. با توجه به تصاویر (۳) و (۴) زمان انجام آزمایش برای هر دو طول موج ۵ دقیقه بوده است که با توجه به آزمایشات بعد از این زمان با افزایش میدان مغناطیسی هیچگونه تغییری در تصاویر مشاهده نمی‌شود. با بررسی تصاویر به دست آمده از جابه‌جایی فریزهای ماره، میزان زاویه چرخش محاسبه شده و با قرار دادن اندازه تغییرات زاویه چرخش فریزها در رابطه (۱) میزان تغییرات ثابت وردت بر حسب زاویه چرخش فریزهای ماره به دست آمد. نمودارهای حاصل از این پردازش در شکل‌های (۳) و (۴) به خوبی نشان داده شده است. همانطور که در این دو نمودار مشاهده می‌کنید میزان تغییرات زاویه چرخش در دو طول موج در آزمایش انحراف‌سنجی ماره بسیار کوچک



استفاده از پردازش تصویر و محاسبات کامپیوتری دارای دقت بیشتری در اندازه‌گیری‌ها بوده است و نتایج حاصل از آن به واقعیت نزدیکتر بوده خواهد بود.

## مراجع

- [1] T. G. Spears. "The Verdet Constant of Light Flint Glass." *Physics Department, The College of Wooster, Wooster, Ohio*, 2003.
- [2] K. Thamaphat, P. Bharmanee, P. Limsuwan, "Measurement of Verdet constant in diamagnetic glass using Faraday effect". *Editorial Board: Natural Sciences Social Sciences, Kasetsart University, Bangkok, Thailand*, 2006, 18.
- [3] Schatz, P. N., and A. J. McCaffery. "The faraday effect." *Quarterly Reviews, Chemical Society* 23, no. 4 (1969): 552-584.
- [4] F. Pedrotti. P. Bandettini, *Amer. J. phys.* 58, 542, 1990.
- [5] M, Khanzadeh, F, Jamal, M, Shariat. "Experimental investigation of gas flow rate and electric field effect on refractive index and electron density distribution of cold atmospheric pressure-plasma by optical method, Moiré deflectometry." *Physics of Plasmas* 25, no. 4, 2018, 043516.

[6] جمال، فاطمه، دهقانی پور، مسعود. خان زاده، محمد. دره کردی، علی، "تعیین ضریب شکست نوری غیرخطی ماده پیردوتی آزین با استفاده از روش‌های انحراف سنجی ماره و جاروب-Z"، ۱۲ آبان ۱۳۹۵، چهارمین کنفرانس لیزر و کاربردهای آن، دانشگاه صنعتی شریف.

Aug. 17-19, 2019

## بررسی طیف پراکندگی فونونی و تابع اتلاف انرژی در سیلیکون کرید تک لایه

بهزاد، سمیه\*<sup>1</sup>؛ تابشی پور، پریا<sup>1</sup>

گروه فیزیک مهندسی دانشگاه صنعتی کرمانشاه

**چکیده:** در این مقاله خواص الکتریکی و اپتیکی و پایداری دینامیکی سیلیکون کرید تک لایه با استفاده از نظریه تابعی چگالی بررسی می شود. محاسبه ساختار نواری نشان می دهد که سیلیکون کرید تک لایه نیم رسانایی با گاف مستقیم به اندازه  $2.53 \text{ eV}$  در نقطه K است. در طیف پراکندگی فونونی، بسامد فونونی منفی وجود ندارد و دستگاه از لحاظ دینامیکی پایدار است. برای نور قطبیده شده در راستای x، یک پیک قوی در  $3.28 \text{ eV}$  وجود دارد که عمدتاً ناشی از گذار بین ماکزیمم نوار ظرفیت و مینیمم نوار رسانش است. همچنین در بازه انرژی 6 تا  $10 \text{ eV}$  نیز چندین پیک جذب وجود دارد. بنابراین فوتونهای در ناحیه نور مرئی توسط SiC تک لایه جذب می شوند.

**کلید واژه:** نظریه تابعی چگالی، خواص الکتریکی، خواص اپتیکی، سیلیکون کرید

## Investigation of Phonon Dispersion Spectrum and Electron Energy Loss Spectrum of Monolayer Silicon Carbide

Behzad, Somayeh\*<sup>1</sup>; Tabeshipour, Parya<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Engineering Physics, Kermanshah University of Technology, Kermanshah

[Somayeh.behzad@gmail.com](mailto:Somayeh.behzad@gmail.com)

**Abstract-** In this article, the electro-optical properties and dynamical stability of monolayer silicon carbide are investigated using density functional theory. The calculated electronic band structure show that the silicon carbide sheet is a semiconductor with a direct band gap of  $2.53 \text{ eV}$  at the K point. There is no negative frequency in the calculated phonon spectrum which shows that the monolayer silicon carbide sheet is dynamically stable. For light polarized along the x-axis, a strong peak at  $3.28 \text{ eV}$  is observed which is significantly due to the transition between the valence band maximum and conduction band minimum. Also, there are several peaks between 6 and  $10 \text{ eV}$ . The monolayer silicon carbide absorbs the photons at the visible light range.

**Keywords:** Density functional theory, Electronic properties, Optical properties, silicon carbide.

## ۱- مقدمه

فاصله عمودی بین دو صفحه SiC تک لایه مجاور در دو سلول یک  $\text{\AA}$  12 در نظر گرفته شده است. سلول یک SiC تک لایه شامل 1 اتم سیلیکون و 1 اتم کربن می باشد. بهینه سازی مکان اتم ها در سلول یک و اندازه بردار شبکه به وسیله روش PORT انجام می شود، تا جایی که نیروهای وارد بر هر اتم کمتر از  $0.02 \text{ eV/\AA}$  شود. برای محاسبه طیف پراکندگی فونونی از نرم افزار JDFT استفاده شده است. به منظور محاسبه ی طیف پاشندگی فونون از سلول بزرگ  $3 \times 3 \times 1$  استفاده شده است.

## ۳- نتایج

SiC تک لایه دارای ساختار شش گوشه دو بعدی است. ثابت شبکه SiC تک لایه بعد از اپتیمم سازی  $3.1 \text{\AA}$  و طول پیوند Si-C برابر  $1.79 \text{\AA}$  می باشد. شکل 1 ساختار نواری SiC تک لایه را نشان می دهد. مینیمم نوار رسانش و ماکزیمم نوار ظرفیت در نقطه قرار K دارند. بنابراین SiC تک لایه دارای گاف مستقیم با پهنای گاف  $2.53 \text{ eV}$  می باشد که با نتایج محاسبات پیشین در توافق است [۱۰].

در طیف پراکندگی فونونی، بسامد فونونی منفی وجود ندارد و دستگاه از لحاظ دینامیکی پایدار است. به ازای هر اتم در سلول یک ۳ شاخه وجود دارد که دو شاخه عرضی و یک شاخه طولی است. بنابراین تعداد ۶ شاخه در طیف پراکندگی فونونی SiC تک لایه مشاهده می شود. شاخه های پایینی که در نقطه  $\Gamma$  مقدار صفر به خود میگیرند، شاخه های آکوستیکی هستند. از این شاخه های آکوستیکی شاخه ای که بالاترین بسامد را نسبت به دو شاخه دیگر دارد، شاخه طولی و دو شاخه دیگر عرضی هستند.

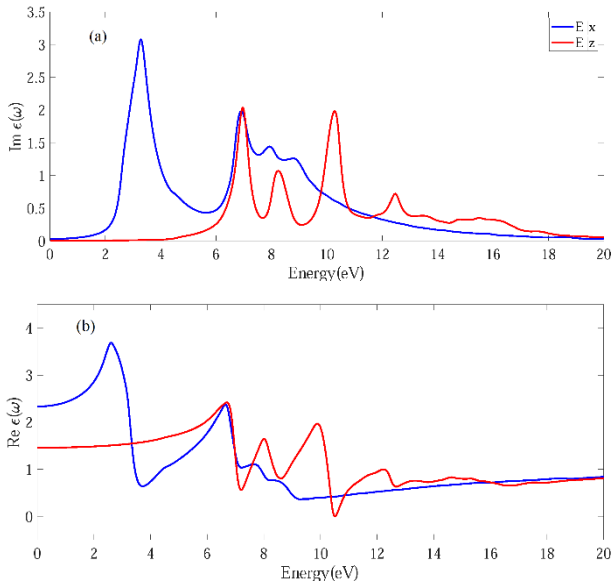
سیلیکون کربید (SiC)، یک ترکیب دوتایی از کربن و سیلیکون است ، که به خاطر خواص منحصر به فردش توجه زیادی را در تحقیقات به خود جلب کرده است. این ترکیب به طور گسترده برای دستگاههایی با دمای بالا، قدرت بالا و بسامد بالا استفاده شده است [۱]. در میان تمامی نیمه هادی ها، SiC عریض ترین محدوده گاف نواری انرژی را نشان می دهد، که این محدوده از  $2/3 \text{ eV}$  در  $\beta\text{-SiC}$  چندگانه مکعبی تا  $3/4 \text{ eV}$  در  $2\text{H } \alpha\text{-SiC}$  چندگانه شش ضلعی تغییر می کند. این ویژگی جالب، ساخت دیودهای منتشر کننده نور (LEDs) که تمامی طیف مرئی و ماوراء بنفش را شامل می شود، را میسر می سازد [۱]. SiC توده، به صورت اسفالریت یا ورتزیت با گاف نواری غیر مستقیم وجود دارد [۱]. محاسبات نظری پیش بینی کرده است که SiC دو بعدی ( $2\text{D-SiC}$ ) با ساختار لانه زنبوری، مشابه گرافن و سیلیسن، می تواند از لحاظ انرژی پایدار باشد [2]. برای کاربردهای دستگاه اپتوالکترونیک، مانند LED ها یا سلول های خورشیدی، علاوه بر گاف نواری مناسب، انرژی پیوندی اکسیتونی زیادی نیز مطلوب است که این خواص در گرافن و سیلیسن وجود ندارند [۳، ۴].

$2\text{D-SiC}$  تک لایه ، گاف نواری مستقیم زیاد و انرژی پیوندی اکسیتونی تا  $2/0 \text{ eV}$  را نشان می دهد [۵]. همچنین این نوع ترکیب، فوتولومینسانس (PL) بهبود یافته ای نسبت به هم تیان اسفالریت یا ورتزیت خود نشان می دهد [۶]. اثر چگالش بوز-اینشتین (BEC) ممکن است در چنین دستگاهی با انرژی پیوندی اکسیتونی بالا مشاهده گردد [۷]. با مقایسه سیلیسن و دیگر نیمه هادی ها با ترکیب مشابه گرافن (GaN, BP, AIN و غیره)،  $2\text{D-SiC}$  سختی بیشتری دارد [۸]. پیشرفت اخیر در ساخت  $2\text{D-SiC}$  لایه فوق نازک، این ترکیب را به یک نیمه هادی نوظهور تبدیل کرده است که هم برای تحقیقات بنیادین و هم برای کاربردهای عملی مورد توجه قرار دارد [۹].

## ۲- روش انجام محاسبات

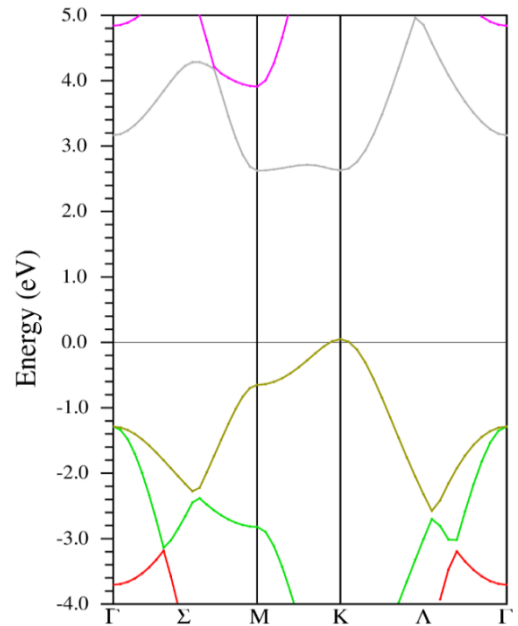
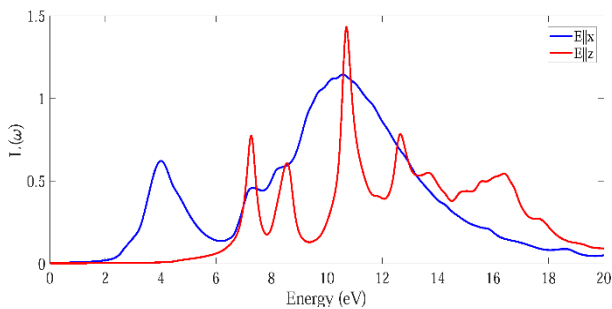
محاسبات با استفاده از روش امواج تخت بهبود یافته خطی با پتانسیل کامل، بر پایه نظریه تابعی چگالی و با استفاده از نرم افزار WIEN2K انجام شده است. برای محاسبه انرژی تبادلی-همبستگی از تقریب چگالی موضعی LDA استفاده شده است [۱۲]. پارامتر RKmax برابر ۷ و تعداد نقاط K برای محاسبه ساختار نواری در منطقه اول بریلوئن برابر ۵۰۰ است. برای شبیه سازی SiC تک لایه از یک سلول یک شش گوشه استفاده می کنیم. برای حذف برهمکنش بین لایه ای،

تمام ثابتهای اپتیکی را می توان از قسمتهای حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک به دست آورد. شکل ۳ قسمتهای حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک را برای نور قطبیده شده در راستاهای موازی و عمود بر صفحه SiC تک لایه نشان می دهد. از شکل به وضوح ناهمسانگردی اپتیکی در SiC تک لایه مشاهده می شود.

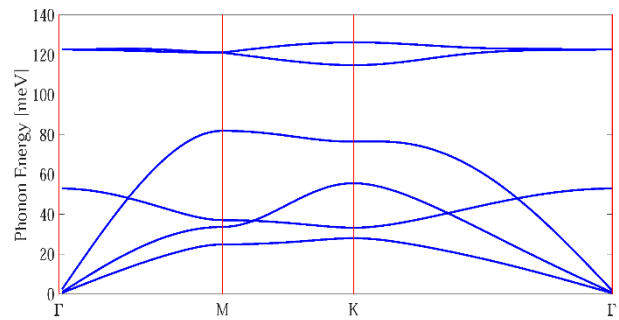


شکل ۳. قسمتهای حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک برای نور قطبیده شده در راستاهای موازی و عمود بر صفحه SiC تک لایه.

برای نور قطبیده شده در راستای x، یک پیک قوی در 3.28 eV وجود دارد که عمدتاً ناشی از گذار بین ماکزیمم نوار ظرفیت و مینیمم نوار رسانش است. همچنین در بازه انرژی ۶ تا 10 eV نیز چندین پیک جذب وجود دارد. بنابراین فوتونهای در ناحیه نور مرئی توسط SiC تک لایه جذب می شوند. برای نور قطبیده شده در راستای z، تعدادی پیک در بازه انرژی ۶ تا 15 eV وجود دارد و هیچ جذب اپتیکی در انرژیهای کمتر از 5 eV وجود ندارد. نتایج بدست آمده با نتایج محاسبات پیشین سازگار است [۱۱]. ثابت دی الکتریک SiC تک لایه در راستای x برابر 2.33 و در راستای z برابر 1.45 است.



شکل ۱. ساختار نواری محاسبه شده برای SiC تک لایه.



شکل ۲. طیف پراکندگی فونونی محاسبه شده برای SiC تک لایه.

خواص اپتیکی با محاسبه تابع دی الکتریک  $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$  بررسی می شوند. قسمت موهومی تابع دی الکتریک با محاسبه عناصر ماتریس تکانه بین توابع موج اشغال شده و اشغال نشده و بر طبق فرمول زیر محاسبه می شود:

$$\text{Im } \epsilon_{\alpha\beta}^{\{inter\}}(\omega) = \frac{\hbar^2 e^2}{\pi m^2 \omega^2} \sum_n \int dk \langle \psi_k^{c_n} | P^\alpha | \psi_k^{v_n} \rangle \langle \psi_k^{c_n} | P^\beta | \psi_k^{v_n} \rangle \delta(E_K^{c_n} - E_K^{v_n} - \omega)$$

قسمت حقیقی تابع دی الکتریک نیز، بر حسب قسمت موهومی آن و از طریق رابطه کرامرز-کرونینگ محاسبه می شود:

$$\text{Re } \epsilon_{\alpha\beta}^{\{inter\}}(\omega) = \delta_{\alpha\beta} + \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\omega' \text{Im } \epsilon_{\alpha\beta}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

compounds: First-principles calculations, Physical Review B, 80(2009).155453

[9] E. Bekaroglu, M. Topsakal, S. Cahangirov, S. Ciraci, First-principles study of defects and adatoms in silicon carbide honeycomb structures, Physical Review B, 81 (2010).075433

[10] N. Ferdous, M.S. Islam, J. Park, A. Hashimoto, Tunable electronic properties in stanene and two dimensional silicon-carbide heterobilayer: A first principles investigation, AIP Advances, 9(2019).025120

[11] I.J. Wu, G.Y. Guo, Optical properties of  $\text{SiC}$  nanotubes: An ab initio study, Physical Review B, 76(2007).035343.

شکل ۴. طیف اتلاف انرژی برای نور قطبیده شده در راستاهای موازی و عمود بر صفحه  $\text{SiC}$  تک لایه.

شکل ۴ طیف اتلاف انرژی محاسبه شده برای  $\text{SiC}$  تک لایه را نشان می دهد. طیف اتلاف انرژی الکترون در راستای x، شامل یک پیک کوچک در  $4.01 \text{ eV}$  و یک پیک پهن و بزرگ در  $10.54 \text{ eV}$  است. طیف اتلاف انرژی الکترون در راستای z، دارای چندین پیک در بازه های ۶ تا  $20 \text{ eV}$  است.

#### ۴- نتیجه گیری

در این مقاله خواص الکتریکی، اپتیکی و طیف پراکندگی فونونی سیلیکون کربید تک لایه را مورد بررسی قرار دادیم. محاسبه طیف پراکندگی فونونی سیلیکون کربید نشان می دهد که سیلیکون کربید تک لایه پایدار است. تابع دی الکتریک سیلیکون کربید تک لایه نشان می دهد که سیلیکون کربید تک لایه ناهمسانگردی اپتیکی دارد و پرتوهای نور با قطبش های متفاوت را با نرخ های متفاوت جذب می کند.

#### مراجع

[1] P.A. Ivanov, V.E. Chelnokov, Recent developments in  $\text{SiC}$  single-crystal electronics, Semiconductor Science and Technology, 7(1992).880-863

[2] C.L. Freeman, F. Claeysens, N.L. Allan, J.H. Harding, Graphitic Nanofilms as Precursors to Wurtzite Films: Theory, Physical Review Letters, 96(2006).066102

[3] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A.A. Firsov, Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene, Nature, 438(2005).200-197

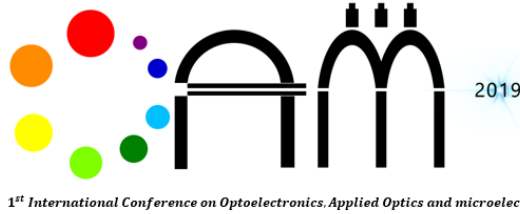
[4] Z. Ni, Q. Liu, K. Tang, J. Zheng, J. Zhou, R. Qin, Z. Gao, D. Yu, J. Lu, Tunable Bandgap in Silicene and Germanene, Nano Letters, 12(2012).118-113

[5] H.C. Hsueh, G.Y. Guo, S.G. Louie, Excitonic effects in the optical properties of a  $\text{SiC}$  sheet and nanotubes, Physical Review B, 84(2011).085404

[6] S.S. Lin, Light-Emitting Two-Dimensional Ultrathin Silicon Carbide, The Journal of Physical Chemistry C, 116(2012).3955-3951

[7] E. Fortin, S. Fafard, A. Mysyrowicz, Exciton transport in  $\text{Cu}_2\text{O}$ : Evidence for excitonic superfluidity?, Physical Review Letters, 70(1993)-3951-3954

[8] H. Şahin, S. Cahangirov, M. Topsakal, E. Bekaroglu, E. Akturk, R.T. Senger, S. Ciraci, Monolayer honeycomb structures of group-IV elements and III-V binary



Aug. 17-19, 2019

## بررسی فعالیت فوتوکاتالیستی نانو ذرات فریت روی تهیه شده به روش فراصوت جهت حذف متیلن بلو از آب آشامیدنی

الهه طعما<sup>۱</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۱،۲\*</sup>، علی خدایاری<sup>۳</sup>، غلامرضا پیرقلی گیوی<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران، e.taami534@gmail.com

<sup>۲</sup>گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری های نوین، دانشگاه فناوری های نوین سبلان، نمین، ایران، azizian@uma.ac.ir

<sup>۳</sup>گروه شیمی، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران، khodayari@uma.ac.ir

**چکیده:** در این تحقیق، نانوساختار فریت روی به روش فراصوت تهیه شدند. از روش های پراش پرتو ایکس (XRD)، طیف سنجی مرئی-فرابنفش (UV-Vis)، روش مغناطیس سنج ارتعاشی (VSM)، طیف سنجی پراش انرژی پرتو ایکس (EDX) و میکروسکوپ روبشی الکترونی (SEM) برای بررسی ویژگی های ساختاری، اپتیکی، مغناطیسی، میزان خلوص و ریخت شناسی نانوساختارهای فریت روی استفاده شده است. الگوی پراش اشعه X نشان داد که نانوساختارهای تهیه شده دارای فاز مکعبی اسپینلی هستند و اندازه متوسط نانوبلورک ها با استفاده از رابطه دبا-شرر برابر با ۷ نانومتر به دست آمد. با بررسی تصاویر SEM مشخص گردید که اندازه نانوخوشه ها در محدوده ۲۰۰-۶۰ نانومتر می باشد. مقدار گاف انرژی نانوساختارهای تهیه شده از طریق طیف جذب UV-Vis برای گذار مستقیم ۲.۳۵ eV بدست آمده است. بررسی حلقه پسماند با استفاده از روش مغناطیس سنج ارتعاشی نمونه نشان داد که نانوساختارهای فریت روی در دمای اتاق دارای رفتار سوپرپارامغناطیسی می باشند. فعالیت فوتوکاتالیستی نانوساختار فریت روی برای حذف متیلن بلو از آب مورد بررسی قرار گرفت و نتایج نشان داد که نانوساختارهای فریت روی تحت تابش نور مرئی قادر به حذف حداقل ۹۸٪ متیلن بلو از آب طی مدت ۶۰ دقیقه می باشند.

**کلید واژه:** روش فراصوت، فعالیت فوتوکاتالیستی، متیلن بلو، نانوساختار فریت روی.

## Investigation of Photocatalytic Activity of Zinc Ferrite Nanoparticles Using Ultrasound Assisted Method for Removing MB from Drinking Water

Elahe Taami<sup>1</sup>, Yashar Azizia daragh<sup>1,2\*</sup>, Ali Khodayari<sup>3</sup> and Gholamreza pirgholi givi<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of physics, Faculty of science, Mohaghegh Ardabili University, Ardabil, Iran, e.taami534@gmail.com

<sup>2</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran, azizian@uma.ac.ir

<sup>3</sup>Department of Chemistry, Faculty of Science, Mohaghegh Ardabili University, Ardebil, Iran, khodayari@uma.ac.ir

**Abstract:** In this study, results of optical, structural and photocatalytic properties of Cobalt doped ZnO (ZnO:Co) nanostructures with different annealing temperatures prepared by microwave-assisted method. 1cc polyvinyl alcohol (PVA) is used as a coating agent. The study of thermal stability and heat dissipation of materials under different conditions have been done by thermal weight measurement (TGA). X-ray diffraction (XRD) and X-ray spectroscopy (EDX) have been used to understand the structure and morphology of nanoparticles. To investigate the optical properties of nanoparticles, we used ultra-violet spectroscopy and electron microscopy (SEM). According to the results of the analyzes, the size of the nanoparticles varies from 11 to 40 nanometers, and the atomic percent of cobalt is 24.30, zinc is 34.70, and oxygen is 41 in the structure of the nanoparticles. The photocatalytic activity of prepared samples has been tested by photocatalytic degradation of methylene blue. Results shows that 98% of methylene blue removed in 55 min from water by nanoparticle with an annealing temperature 500°C.

**Keywords:** Zinc oxide, nanoparticle, microwave assisted method, methylene blue, photocatalyst, annealing temperature



## ۱- مقدمه

در عصر حاضر، با پیشرفت فناوری و گسترش روز افزون صنایع، مسئله تأمین و تصیفه آب آشامیدنی یکی از بزرگترین چالش‌های پیش روی بشر می‌باشد. تخلیه پس آب‌های صنایع و کارخانجات به آب‌های زیرزمینی از طریق رودخانه‌ها و آب‌های سطحی، موجب آلودگی آب مصرفی و همچنین افزایش آلودگی‌های زیست محیطی شده و این آلودگی‌های محیط زیست تأثیر مستقیمی بر تغییرات اقلیمی و حیات بشریت دارد [۱].

در دهه اخیر اکسیدهای آهن به علت دارا بودن خواص کاتالیزوری جهت رفع مشکلات زیست محیطی مورد توجه و بررسی قرار گرفته اند [۲]. فریت‌ها دسته‌ای از مواد مغناطیسی به‌شمار می‌روند که جزء اصلی تشکیل‌دهنده آن‌ها اکسید آهن است [۳]. از مهم‌ترین مزایای فریت‌ها جهت کاربرد در فرایندهای فوتوکاتالیستی، می‌توان به قابلیت جداسازی آسان آن‌ها توسط میدان مغناطیسی خارجی پس از واکنش و استفاده مجدد آنها اشاره کرد [۴].

علاوه بر این، فریت‌ها در قطعات الکترونیکی از قبیل؛ ترانسفورماتورها، القاگرها [۳]، باتری‌های قابل شارژ [۵]، وسیله‌های میکروویو [۶] و همچنین در زمینه زیست پزشکی از قبیل؛ رسانش دارو در درمان سرطان [۷]، سنسورهای گازی [۸]، تصویر برداری مغناطیسی کاربرد گسترده‌ای دارند [۹].

فریت روی به علت غیر سمی بودن، مقاومت فاز بالا، قابلیت جذب نور مرئی، کم هزینه بودن، غیر قابل انحلال بودن در آب و مقاومت در برابر خوردگی نوری در فرایندهای فوتوکاتالیستی کاربرد فراوانی دارد. فریت روی با فرمول شیمیایی  $ZnFe_2O_4$  دارای ساختار بلوری اسپینل معمولی بوده و در دمای اتاق دارای خاصیت پارامغناطیسی می‌باشد [۱۰ و ۱۱]. فریت روی جزء مواد نیمه رسانا بوده و گاف انرژی آن در حدود  $1.9\text{eV}$  می‌باشد [۱۲]. در سال‌های اخیر، نانوساختارهای فریت روی از طریق روش‌های مختلفی از جمله؛ هیدروترمال [۴]، هم‌رسوبی [۱۰]، سل-ژل [۱۳]، رسوبدهی برقی [۱۴]، سولووترمال [۱۵] و فراصوت [۱۶] تهیه شده‌اند. از مزایای روش فراصوت می‌توان به سهولت طراحی، سرعت و بازده بالا، خلوص فاز و همگنی بالای محصول اشاره کرد [۱۷].

در این پژوهش از روش فراصوت برای تهیه نانوذرات فریت روی استفاده شده است. از آنالیزهای XRD, SEM, EDX, TEM, UV-Vis و VSM به منظور بررسی ویژگی‌های ساختاری، اپتیکی و مغناطیسی این نانوساختار استفاده شده است و سپس فعالیت فوتوکاتالیستی نانوساختار فریت روی تحت نور مرئی برای حذف متیلن بلو از آب مورد بررسی قرار گرفته است.

## ۲- روش تجربی

## ۲-۱- مواد و دستگاه‌های مورد استفاده

برای تهیه نانوساختارهای فریت روی از آهن (III) کلرید شش آبه، زینک استات، سدیم هیدروکسید، گاز آرگون، و آب دیونیزه استفاده شد.

همچنین، از دستگاه اولتراسونیک ساخت ایران (شرکت فاین نصیر) استفاده شده است. برای مشخصه یابی نمونه از جمله ساختار، ثابت شبکه و اندازه بلورک‌ها از دستگاه XRD مدل X-Pro ساخت شرکت فیلیپس، با لامپ  $CuK\alpha$  به طول موج  $1.5418\text{\AA}$  آنگستروم در محدوده  $2\theta=20-80$  استفاده شده است. از دستگاه طیف سنجی مرئی-فرابنفش Shimadzu مدل UV-1800 برای بررسی خواص اپتیکی نمونه استفاده شد. برای بررسی مورفولوژی و اندازه‌ی ذرات نانومتری از تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی تهیه شده با دستگاه LEO 1430VP (ساخت آلمان) استفاده شد. نمودار مغناطیس ارتعاشی نمونه (VSM) توسط دستگاه مغناطیس سنج ساخته شده توسط شرکت مغناطیس دقیق کویر، با میدان مغناطیسی القایی حداکثر  $10\text{ kOe}$  تهیه شده‌اند.

## ۲-۲- روش تهیه نانوساختار فریت روی

در ابتدا ۲۵ میلی‌لیتر محلول هیدروکسید سدیم با غلظت ۳ مولار تحت تابش امواج فراصوت قرار داده شد. سپس ۲۵ میلی‌لیتر محلول زینک استات با غلظت ۰.۲ مولار و ۲۵ میلی‌لیتر محلول کلرید آهن (III) شش آبه با غلظت ۰.۴ مولار تهیه و با یکدیگر مخلوط شدند. سپس در حالیکه محلول هیدروکسید سدیم تحت تابش امواج فراصوت و عبور گاز آرگون قرار داشت، مخلوط محلول‌های زینک استات و کلرید آهن به صورت قطره‌ای به آن اضافه شدند. محصول نهایی سه بار سانتریفیوژ شد. در پایان جهت خروج آب از ساختار سطحی نانو ساختارهای تهیه شده، نمونه‌ها به مدت یک ساعت تحت دمای ۱۱۰ درجه سانتیگراد داخل کوره قرار گرفتند.

## ۳- نتایج و بحث

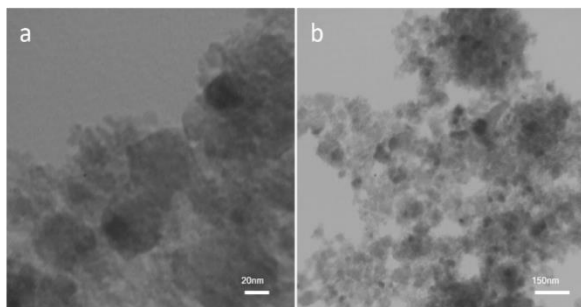
## ۳-۱- بررسی ویژگی‌های ساختاری

شکل (۱) الگوی پراش پرتو ایکس مربوط به نانوساختار فریت روی تهیه شده به روش فراصوت را نشان می‌دهد. الگوی پراش پرتو ایکس نمونه‌ها با کارت استاندارد (ICSD ۸۹-۱۰۱۲) مربوط به فریت مطابقت داشت.

اتم‌های آهن، روی و اکسیژن حضور داشته و هیچ ناخالصی دیگری در ساختار آن وجود ندارد. به عبارت دیگر میزان خلوص نانوساختار فریت روی که در قسمت تحلیل XRD ذکر شد، توسط تکنیک EDX نیز تایید می‌شود. درصد اتم‌های آهن، روی و اکسیژن در این ساختار به ترتیب برابر ۴۸/۳، ۲۹، و ۲۲/۷٪ می‌باشد.

### ۳-۳- تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری

شکل (۳) مربوط به تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) نانوساختار فریت روی می‌باشد. با توجه به شکل (۳) می‌توان دریافت که نانوساختارهای فریت روی، دارای شکل کروی و توزیع تقریباً یکنواختی هستند. اندازه نانوساختارها بین ۴ تا ۹ نانومتر بوده و اندازه متوسط ذرات تقریباً برابر با ۷ نانومتر است که با مقدار بدست آمده از نتایج XRD سازگاری خوبی داشته و اندازه متوسط نانو خوشه‌ها به‌طور میانگین بین ۵۰-۲۰۰ نانومتر بدست آمده است.



شکل (۳): تصاویر TEM مربوط به نانوساختار فریت روی در مقیاس (a) ۲۰ nm و (b) ۱۵۰ nm.

### ۳-۴- طیف‌سنجی مرئی-فرابنفش

شکل ۴ طیف جذبی مرئی-فرابنفش نانوساختارهای فریت روی را نشان می‌دهد. ویژگی‌های اپتیکی نانوساختارهای فریت روی توسط طیف‌سنجی مرئی-فرابنفش در محدوده طول موج ۸۰۰-۲۰۰ nm مورد بررسی قرار گرفته است. مقدار گاف انرژی نانوساختارهای تهیه شده از طریق نمودار گاف انرژی مطابق رابطه (۲) قابل محاسبه می‌باشد.

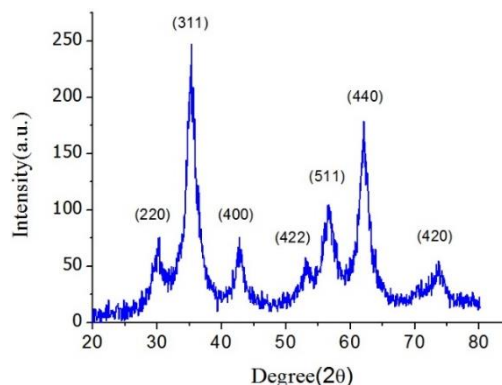
$$\alpha h\nu = B(h\nu - E_g)^n \quad (2)$$

در این رابطه  $\alpha$  ضریب جذب اپتیکی،  $B$  ثابت تناسب،  $E_g$  انرژی گاف نواری،  $h\nu$  انرژی فوتون،  $n = \frac{1}{2}$  برای گذار مستقیم و برای گذار غیر مستقیم  $n = 2$  می‌باشد.

ضریب جذب اپتیکی از طریق رابطه (۳) قابل محاسبه است:

$$\alpha = 2.303 \left( \frac{\rho_{abs}}{cd} \right) \quad (3)$$

در این رابطه  $\rho_{abc}$  چگالی جاذب،  $d$  ضخامت کوت و  $C$  غلظت جاذب را مشخص می‌کند. مقدار گاف انرژی نانوساختار فریت روی از طریق برون یابی نمودار گاف انرژی برای گذار مستقیم  $2/35$  eV بدست آمد [۲۰].



شکل (۱): الگوی پراش پرتوی ایکس مربوط به نانوساختارهای فریت روی.

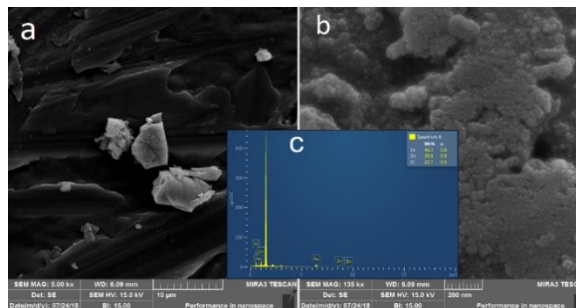
حضور صفحات (۲۲۰)، (۳۱۱)، (۴۰۰)، (۴۲۲)، (۵۱۱)، (۴۴۰) در الگوی پراش، دلالت بر تشکیل فاز مکعبی اسپینل با گروه فضایی  $Fd-3m$  دارد [۱۸]. عدم حضور صفحات اضافی نشان دهنده‌ی تشکیل فاز خالص نانو ساختار فریت روی مورد استفاده در این تحقیق بود. متوسط اندازه نانوساختارها با استفاده از پهنا در نصف مقدار بیشینه (FWHM) قله‌های الگوی پراش پرتو ایکس نمونه‌ها و از طریق رابطه شرر (۱) محاسبه شد که مقدار آن برابر ۷ نانومتر بدست آمد.

$$D = k\lambda / \beta \cos(\theta) \quad (1)$$

در این رابطه  $k$ ،  $\lambda$ ،  $\beta$  و  $\theta$  به ترتیب نشان‌دهنده‌ی عدد ثابت، طول موج اشعه ایکس ( $1.54 \text{ \AA}$ )، پهنا در نصف ارتفاع بیشینه و زاویه پراش براگ مربوط به قله می‌باشند [۱۹].

### ۳-۲- تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی

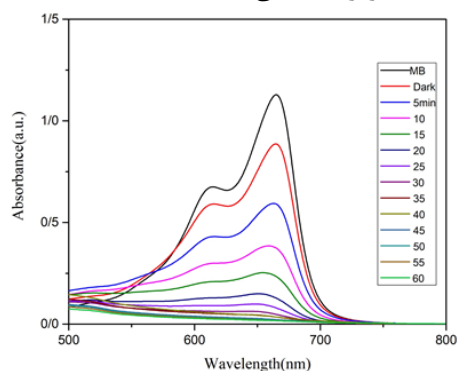
تصاویر میکروسکوپ روبشی الکترونی مربوط به نانوساختار فریت روی تهیه به روش فراصوت در شکل (a,b) در دو مقیاس متفاوت نشان داده شده است. اندازه نانوذرات بعلاوه ابعاد کم، در تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی بوضوح قابل تشخیص نبوده اما اندازه نانو خوشه‌ها که حاصل تجمع نانوذرات می‌باشد در محدوده ۲۰۰-۶۰۰ نانومتر قرار دارند.



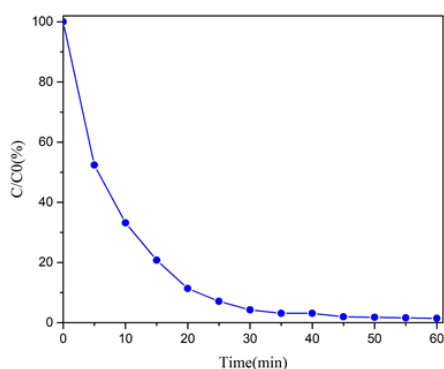
شکل (۲): تصاویر SEM در مقیاس (a) ۵۰ kx و (b) ۱۳۵ kx و (c) تصویر EDX مربوط به نانوساختار فریت روی.

برای بررسی میزان خلوص و استکیومتری نانوساختارهای فریت روی از تکنیک طیف‌سنجی پاشندگی انرژی (EDX) استفاده شده است. شکل (c) نشان می‌دهد که در ساختار فریت روی فقط

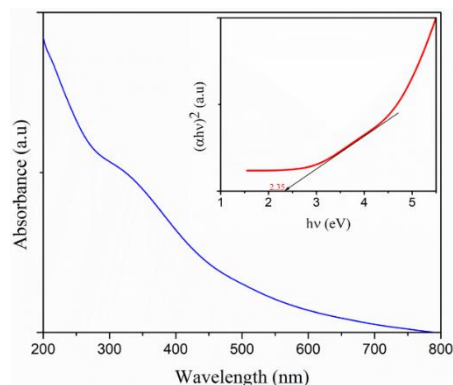
حاوی فوتوکاتالیست، جهت برقراری تعادل جذب- واجذب بین متیلن آبی و ذرات فوتوکاتالیست، محلول به مدت ۳۰ دقیقه در تاریکی بر روی همزن قرار گرفت. سپس نمونه تحت تابش منبع نوری SMD (با توان ۵۰ W) قرار گرفت. در فواصل زمانی مشخص، در هر مرحله CC ۵ از محلول جهت انجام طیف سنجی مرئی-فرابنفش و تعیین مقدار شدت قله، برای تعیین میزان تخریب متیلن آبی توسط نانوساختار فریت روی، نمونه برداری شده و پس از انجام طیف سنجی به ظرف محلول بازگردانده شد. در تمام مدت زمان واکنش، دما از طریق سیستم کنترل دما روی ۲۰ درجه سانتی گراد ثابت بود. همچنان که در شکل (۶) مشاهده می شود تحت تابش منبع نوری، شدت قله های جذب در محدوده ی طول موج اندازه گیری، به تدریج و بدون ایجاد قله جذب جدید کاهش پیدا می کند. از این رو، می توان نتیجه گرفت که واکنش تخریب با مکانیسم باز شدن حلقه ی آروماتیک بدون تشکیل حدواسط های پایدار انجام می گیرد. در شکل (۷) درصد تخریب متیلن بلو توسط نانوساختار فریت روی نشان داده شده است و مشاهده می شود که درصد حذف متیلن آبی توسط نانوساختارهای فریت روی پس از ۶۰ دقیقه، برابر با ۹۸٪ می باشد.



شکل (۶): نمودار میزان کاهش غلظت متیلن بلو توسط نانوساختار فریت روی تحت تابش نور مرئی.



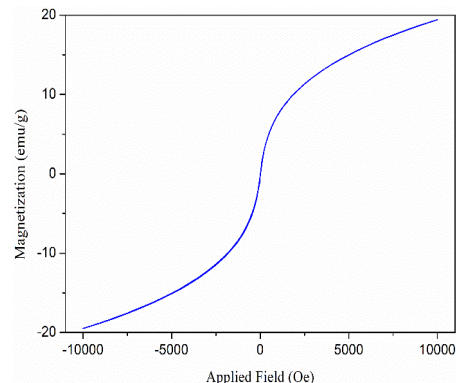
شکل (۷): نمودار درصد حذف متیلن آبی بر حسب زمان تابش نور توسط نانوساختار فریت روی.



شکل (۴): طیف جذبی و گاف انرژی مستقیم مربوط به نانوساختارهای فریت روی.

### ۳-۵- مغناطیس سنجی ارتعاشی نمونه

اندازه گیری های مغناطیسی مربوط به نانوساختار فریت روی با استفاده از دستگاه مغناطیس سنج ارتعاشی نمونه در شکل (۵) در محدوده میدان  $\pm 10000$  Oe در دمای اتاق نشان داده شده است.



شکل ۵: منحنی مغناطش مربوط به نانوساختارهای فریت روی بر حسب شدت میدان مغناطیسی در دمای اتاق.

با توجه به منحنی پسماند نمونه می توان مشاهده کرد که مقدار وادارندگی برای نانوساختار فریت روی نزدیک به صفر بوده و نمونه بدون پسماند مغناطیسی می باشد. بنابراین، نانوساختار فریت روی بصورت تک حوزه بوده و دارای انرژی آنیزوتروپی کوچکی است. از این رو، مشخص می شود که نانوساختار فریت روی در دمای اتاق رفتار سوپر پارامغناطیسی از خود نشان می دهد [۲۱]. مقدار مغناطش اشباع برای این نانوساختارها ۲۰ emu/g بدست آمد.

### ۳-۶- بررسی فعالیت فوتوکاتالیستی

به منظور بررسی فعالیت فوتوکاتالیستی نانوساختارهای فریت روی جهت حذف متیلن بلو از آب، ۴۰ میلی لیتر محلول متیلن بلو با غلظت ۱۰ ppm تهیه شده و توسط محلول هیدروکسید سدیم مقدار pH محلول به ۱۳ رسانده شد. سپس ۰/۰۴ g نانوساختار فریت روی توسط حمام فراصوت در داخل محلول پخش شد. قبل از تابش نور بر محلول

#### ۴- نتیجه گیری

نانوساختارهای فریت روی به روش فراصوت تهیه شدند. الگوی پراش، نشان دهنده تشکیل نانوساختارهای فریت روی در فاز مکعبی اسپینل بود. تصاویر میکروسکوپ روبشی و عبوری الکترونی نشان داد که نانوساختارهای فریت روی، دارای شکل کروی و توزیع تقریباً یکنواختی بوده و اندازه متوسط نانو بلورکها ۷ نانومتر بود. مقدار گاف انرژی نانوساختارهای تهیه شده از طریق نمودار جذب مرئی-فرابنفش برای گذار مستقیم ۲/۳۵eV بدست آمد. منحنی پسماند نانوساختارها نشان داد که نمونه‌ها بصورت تک حوزه بوده و در دمای اتاق رفتار سوپر پارامغناطیس از خود نشان دادند که این مطلب، توسط اندازه بلورکهای بدست آمده تایید شد. درصد جذب متیلن بلو توسط نانوساختارهای فریت روی بررسی شده و میزان حذف متیلن بلو از آب پس از ۶۰ دقیقه، برابر با ۹۸٪ بدست آمد.

#### مراجع

- Sensors for Magnetic Resonance Imaging: A Study of  $Cu_{1-x}Zn_xFe_2O_4$ ," *Physical Review Applied*, vol. 9, no. 5, 2018, pp. 054030.
- [10] P. Parsoya and S. ameta, "Use of zinc ferrite as a photocatalyst for degradation of toluidine blue," *journal of current chemical and pharmaceutical sciences*, vol. 6, no. 4, 2016, pp. 63-69.
- [11] X. Guo, H. Zhu, M. Si, C. Jiang, D. Xue, Z. Zhang, Q. Li, "ZnFe2O4 nanotubes: microstructure and magnetic properties," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 118, no. 51, 2014, pp. 30145-30152.
- [12] N. M. Deraz and A. Alarifi, "Microstructure and magnetic studies of zinc ferrite nano-particles," *Int. J. Electrochem. Sci*, vol. 7, 2012, pp.6501-6511.
- [13] F. Iqbal, M. Mutalib, M. Shaharun and B. Abdullah, "Synthesis of ZnFe2O4 using sol-gel method: effect of different calcination parameters," *Procedia engineering*, vol. 148, 2016, pp.787-794.
- [14] H. Liu, Q. Sun, Z. Zhang, Z. Zheng and Z. Kun, "Fast photoresponse of zinc ferrite nanotube arrays fabricated by electrodeposition," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 49, no. 9, 2016, pp. 095107.
- [15] J. Feng, Z. Zhang, M. Gao, M. Gu, J. Wang, W. Zeng and F. Zhuangjun, "Effect of the solvents on the photocatalytic properties of ZnFe2O4 fabricated by solvothermal method," *Materials Chemistry and Physics*, vol. 223, 2019, pp.758-761.
- [16] S Bahtiar, A Taufiq, A Hidayat, N Hidayat and Mujamilah, "Synthesis, Investigation on Structural and Magnetic Behaviors of Spinel M-Ferrite [M = Fe; Zn; Mn] Nanoparticles from Iron Sand," *Materials Science and Engineering*, vol. 202, no. 1, 2017, pp.012052.
- [17] R. Ashiri, "Obtaining a novel crystalline/amorphous core/shell structure in barium titanate nanocrystals by an innovative one-step approach," *RSC Advances*, vol. 5, no. 60, 2015, PP. 48281- 48289.
- [18] R. Rahmayeni, "Comparison of Sol-Gel And Hydrothermal Synthesis Of Zinc Ferrite (ZnFe2O4) Nanoparticles," *Research Journal of Pharmaceutical, Biological and Chemical Sciences*, vol. 8, no.1, 2017, pp. 499-503.
- [19] A.L. Patterson, "The scherrer formula for X-ray particle size determination," *Phys. Rev*, vol. 56, 1939, pp. 978-982.
- [20] J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu, "Optical properties and electronic structure of amorphous germanium," *Physica status solidi (b)*, vol. 15, no. 2, 1966, pp. 627-637.
- [21] F.S. Tehrani, V. Daadmehr, A.T. Rezakhani, R. H. Akbarnejad and S. Gholipour, "Structural, magnetic, and optical properties of zinc-and copper-substituted nickel ferrite nanocrystals," *Superconductivity and novel magnetism*, vol. 25, no. 7, 2012, pp. 2443-2455.
- [1] S. Y. Lee and S. J. Park, "TiO2 photocatalyst for water treatment applications," *Industrial and Engineering Chemistry. Korea*, vol. 19, no. 6, November 2013, pp. 1761-1769.
- [2] A. S. Albuquerque, M. V. C. Tolentino, J. D. Ardisson, F. C. C. Moura, R. Mendonça and W. A. A. Macedo, "Nanostructured ferrites: structural analysis and catalytic activity," *Ceramics International*, vol. 38, no. 3, 2012, pp. 2225-2231.
- [3] A. Sawsan, A. Elhourri, A. Areeg and O. Mohamed, "Applications of Ferrite Magnet," *Global Journal of Engineering Science and Researches*, Vol. 4, no. 10, October 2017, pp.43-49.
- [4] J. X. Liu and W. Gao, "Preparation and magnetic properties of NiFe2O4 nanoparticles by modified pechini method," *Materials and Manufacturing Processes*, vol. 27, no. 9, 2012, p. 905.
- [5] Z. Zhang, DH. Wu, Z. Zhou, GR. Li, S. Liu and XP. Gao, "Sulfur/nickel ferrite composite as cathode with high-volumetric-capacity for lithium-sulfur battery," *Science China Materials*, vol. 62, no. 1, 2019, pp. 74-86.
- [6] G. F. Dionne, "A review of ferrites for microwave applications," *Proceedings of the IEEE*, vol. 63, no. 5, 1975, pp. 777-789.
- [7] M. S. Dahiya, V. K. Tomer, and S. Duhan, (2018). "Metal-ferrite nanocomposites for targeted drug delivery," In *Applications of Nanocomposite Materials in Drug Delivery*, 2018, pp.737-760.
- [8] X. Li, C. Wang, H. Guo, P. Sun, F. Liu, X. Liang, and G. Lu, "Double-shell architectures of ZnFe2O4 nanosheets on ZnO hollow spheres for high-performance gas sensors," vol. 7, no. 32, 2015, pp. 17811-17818.
- [9] NA. Alghamdi, JH. Hankiewicz, NR. Anderson, K. F. Stupic, R. E. Camley, M. Przybylski and Z. Celinski, "Development of Ferrite-Based Temperature

Aug. 17-19, 2019

## بررسی رفتار فتوکاتالیستی اکسید ایندیوم بر روی رنگ‌های آلی متیلن آبی و متیلن نارنجی

شیدا فخری<sup>۱\*</sup>، لیدا بدری نژاد<sup>۱</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۲</sup>

گروه علوم مهندسی، دانشکده فن آوری های نوین نمین، نمین، ایران<sup>۱</sup>

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران<sup>۲</sup>

Email: [Shf.Sheyda@yahoo.com](mailto:Shf.Sheyda@yahoo.com)

**چکیده:** نانو ساختارهای اکسید ایندیوم ( $\text{In}_2\text{O}_3$ ) به روش امواج فراصوت در آزمایشگاه تهیه شدند و خواص فتوکاتالیستی آن برای از بین بردن رنگ‌های آلی آلاینده مورد مطالعه قرار گرفته است. مشخصه یابی پراش پرتوی ایکس این نمونه‌های تهیه شده نشان دهنده‌ی قله های مربوط به اکسید ایندیوم است. به کمک مشخصه یابی پرتوی نور فرابنفش-مرئی، گاف نواری ایندیوم اکسید ۴ الکترون ولت محاسبه شده است که برای این ماده دور از انتظار نیست. همچنین تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی به وضوح دایروی بودن ذره‌ها را نشان می دهد. خواص فتوکاتالیستی این ماده به شدت به اسیدی و یا بازی بودن محلول آلوده وابسته است به طوری که برای متیلن آبی محیط بازی و برای متیلن نارنجی محیط اسیدی بهترین نتایج را به دنبال داشته است.

**کلید واژه:** ایندیوم اکسید، امواج فراصوت، خواص فتوکاتالیستی، اسیدی، بازی.

## Investigation of the Photocatalytic Behavior of Indium Oxide on Methylene Blue and Methylene Orange Organic Dye

Sheida Fakhri<sup>1,2,\*</sup>, Yashar Azizian-kalandaragh<sup>2</sup>, Lida Badri-nezhad

<sup>1</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Mohaghegh Ardebil, Namin, Iran

\*Email: [Shf.Sheyda@yahoo.com](mailto:Shf.Sheyda@yahoo.com)

**Abstract** – Indium oxide ( $\text{In}_2\text{O}_3$ ) nanstructure were prepared by ultrasound technique in the laboratory and its photocatalytic properties were studied to remove organic dyes. Characterization of X-ray diffraction of prepared samples shows the  $\text{In}_2\text{O}_3$  peaks. By ultraviolet light spectroscopy, band gap of indium oxide calculated about 4 electron volts which is not expected for this substance. Also, scanning electron microscopy images clearly show the circularity of the particles. The photocatalytic properties of this substance depend on the pH of the solution, which has the best results for the methylene blue have been achieved in high pH and for the methylene orange in acid environment.

**Keywords:** Indium oxide, Ultrasound, photocatalytic properties, Acidity, high pH.



## ۱- مقدمه

## ۲- روش انجام آزمایش

## ۲-۱- تهیه نانو مواد

محلول ۰.۲ مولار از نیترات ایندیوم ( $\text{In}(\text{NO}_3)_3 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ ) در ۲۰ میلی لیتر آب مقطر تهیه شد و محلول تحت دستگاه ایجاد کننده امواج فراصوت قرار گرفت (SIGMA FAPAN 1200 UT)، سپس حین امواج فراصوت، محلول ۰.۲ مولار هیدروکسید سدیم ( $\text{Merk.NaOH}$ ) قطره قطره به آن اضافه شد تا جایی که pH محلول به ۱۰ الی ۱۱ برسد. سپس ۵ مرتبه با آب شستشو داده شد و در طی ۴۸ ساعت در خشک کن با دمای ۴۵ درجه خشک شد. بعد از این مرحله، مواد به دست آمده را در دمای ۵۵۰ درجه سانتیگراد برای ۲ ساعت کلسینه شده است. پودر زرد رنگی حاصل شد.

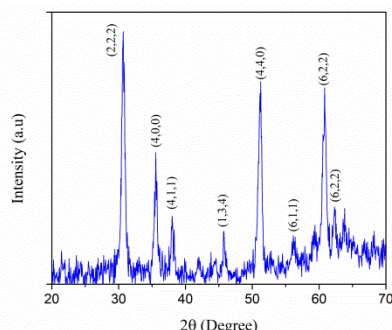
## ۲-۲- روش انجام فعالیت فتوکاتالیستی

مقدار ۰.۰۱ گرم از ماده ایندیوم اکسید تهیه شده در ۴۰ میلی لیتر محلول رنگ‌های آلاینده آلی با غلظت ۱۰ پی پی ام به کمک حمام فراصوت پخش شده و سپس تحت ثابت کننده‌ی دمایی زیر نور لامپ اس ام دی (SMD) قرار گرفته است. مدت زمان تاریکی در هر مرتبه ۳۰ دقیقه بوده و همچنین زمان روشن بودن لامپ در هر مرحله ۱۰ دقیقه بوده است.

## ۳- بحث و نتایج

## ۳-۱- پراش پرتوی ایکس (XRD)

الگوی پراش پرتوی ایکس ماده‌ی تهیه شده در شکل ۱ آمده است. قله‌های مربوط به صفحات بلوری در هر زاویه برای ایندیوم اکسید در شکل مشخص شده اند [۲۴] و نشان دهنده‌ی نبودن ناخالصی و ماده دیگر در ساختار ماده است.



شکل ۱. الگوی پراش پرتوی ایکس نمونه‌های تولیدی اکسید ایندیوم

اکسیدهای فلزی مواد مهمی در بسیاری از علوم مانند شیمی، فیزیک و علوم مواد هستند [۱، ۲]. این مواد می‌تواند فلز، نیمه هادی یا عایق باشد. از مواد اکسیدی در تولید سلول‌های سوختی، مدارهای میکرو الکترونیک، دستگاه‌های پیزوالکتریک، سنسورها، پوشش‌ها برای انفجار سطوح ضد خوردگی و کاتالیزورها استفاده می‌شود. فناوری نانو و کاربردی آن به سرعت در جهان گسترش یافته و مورد استفاده قرار می‌گیرد. بنابراین، با استفاده از آن، می‌توان نانو ساختارها یا نانوذرات با خواص ویژه‌ای ساخت که متفاوت حالت توده مواد باشند [۳-۶]. نانوذرات اکسید دارای تراکم بالا هستند [۷] و بسیاری از نانوذرات اکسید فلزی در فعالیت فتوکاتالیستی مورد استفاده قرار می‌گیرند مانند  $\text{TiO}_2$  [8]،  $\text{ZnO}$  [9]،  $\text{SnO}_2$  [10] و غیره.

در میان نانوذرات اکسید فلزی، مواد نانو ذرات با اوربیتال کاملاً پر  $d^{10}$ ، توجه محققان را به عنوان مواد جدید فتوکاتالیستی به خود جلب کرده است [۱۱، ۱۲]. به تازگی ترکیب‌های اکسید ایندیوم مانند  $\text{In}_2\text{O}_3$  ( $\text{ZnO}$ )،  $\text{In}_2\text{O}_3$  ( $\text{M} = \text{Sr}, \text{Ca}, \text{Br}$ )،  $\text{MIn}_2\text{O}_4$  و ایندیوم اکسید آلاینده شده به لاتانید در پاک سازی آب استفاده می‌شوند [۱۳، ۱۴].

$\text{In}_2\text{O}_3$  و هتروپولی (heteropoly acids) اسیدهای فتوکاتالیستی بسیار مشابه هستند که به دلیل ویژگی‌های الکترونیکی آن‌ها مشترک است [۱۵]. اکسید ایندیوم ( $\text{In}_2\text{O}_3$ ) می‌تواند به عنوان یک اکسید نیمه هادی نوع n عمل کند و به طور گسترده‌ای به عنوان حسگرها، سلول‌های خورشیدی، رساناهای شفاف، صفحه نمایش تخت و دیگر دستگاه‌های اپتوالکترونیک [۲۰-۱۶] و غیره مورد استفاده قرار گرفته بگیرد. این نیمه هادی شفاف دارای یک گاف نواری پهن است (با شکاف باند مستقیم در حدود ۳.۶ الکترون ولت و شکاف باند غیر مستقیم در حدود ۲.۵ الکترون ولت). در حالت توده  $\text{In}_2\text{O}_3$ ، در دیوهای نورگسیل استفاده می‌شود [۲۱، ۲۲]. مهمتر از همه، لایه‌های نازک این ماده‌ی اکسیدی به عنوان جذب کننده‌ی گازهای سمی شناخته شده است [۲۳].

در این مقاله، نانو پودر ایندیوم اکسید با استفاده از روش امواج فراصوت تهیه شده و خواص نوری و فتوکاتالیستی آن مورد بررسی قرار گرفته است. مشخصه‌یابی‌های پراش پرتوی ایکس (XRD)، طیف سنجی فرابنفش-مرئی و تصویر برداری میکروسکوپ الکترونی روبشی انجام شده است و سپس فعالیت فتوکاتالیستی آن برای از بین بردن آلاینده‌های آلی متیلن آبی و متیلن نارنجی مورد بررسی قرار گرفته است.



اندازه متوسط نمونه‌های تهیه شده حدود ۵۱ نانومتر است که به کمک رابطه دبای شرر [۲۵] به کمک داده های پراش پرتوی ایکس

$$t = \frac{K\lambda}{\beta \cos\theta}$$

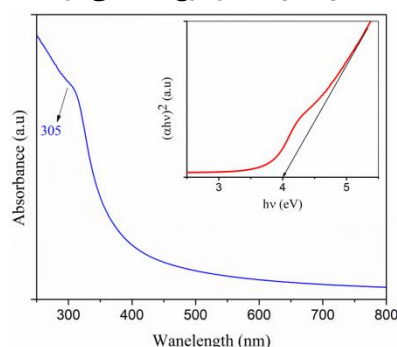
محاسبه شده است که در آن  $t$  اندازه نانوذره،  $k$  عدد ثابتی در حدود ۰.۹،  $\lambda$  طول موج پراش پرتوی ایکس،  $\beta$  پهنای قلهی صفحات در نصف مسیر و  $\theta$  زاویه براگ است. همینطور متوسط خوشه ای حدود ۳۰۰ نانومتر است.

### ۳-۲- طیف سنجی فرابنفش مریی

طیف جذب  $\text{In}_2\text{O}_3$  در شکل ۲ آمده است و با منابع مطابقت [۲۴] دارد. اوج قلهی این رخداد طیفی در ۳۰۵ نانومتر و گاف نواری آن در حدود ۴ الکترون ولت اندازه گیری شده است. جذب حالت توده‌ی ایندیوم اکسید در ۳۳۰ نانومتر (گاف نواری در حدود ۳.۷۵ الکترون ولت) است [۲۶] دلیل این تغییر اثرات کوانتومی ضعیف است [۲۰]. در این بخش گاف نواری به کمک رابطه [۲۷]

$$\alpha h\nu = A(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (1)$$

محاسبه شده که در شکل ۲ به وضوح دیده می‌شود.

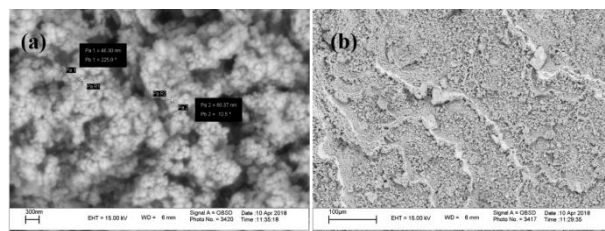


شکل ۲. طیف جذبی ایندیوم اکسید تهیه شده و گاف نواری آن.

### ۳-۳- تصویربرداری میکروسکوپ الکترونی

روبشی (SEM)

در شکل ۳ تصویر میکروسکوپ الکترونی از سطح نمونه های تولیدی نشان داده شده است. همانطور که دیده می‌شود نانو ساختارهای  $\text{In}_2\text{O}_3$  دارای شکل کروی هستند و این امر در شکل مشهود است.

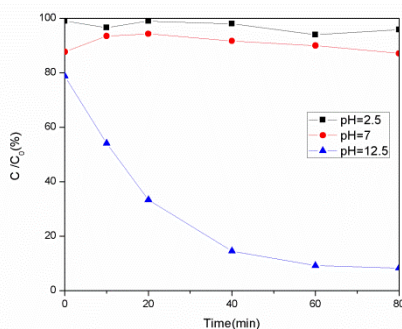


شکل ۳. تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از نمونه های ایندیوم اکسید تولیدی (a) 50 kx (b) 500x.

### ۳-۴- فعالیت فتوکاتالیستی

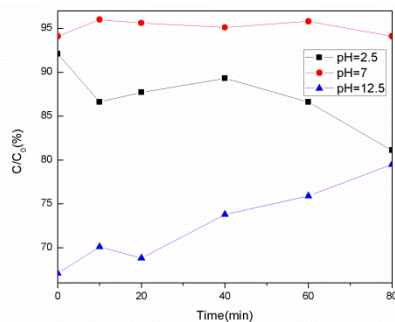
در این تحقیق ۰.۱ گرم از ماده تهیه شده  $\text{In}_2\text{O}_3$  در ۴۰ میلی لیتر محلول متیلن آبی/ نارنجی با غلظت ۱۰ پی پی ام به کمک حمام فراصوت پراکنده شده و تحت نور لامپ (SMD) قرار داده شده است. غلظت مواد آلاینده متیلن آبی و متیلن نارنجی در پی اچ های متفاوت تحت زمان های تابش نور، در شکل های ۴ و ۵ نشان داده شده است. فعالیت فتوکاتالیستی  $\text{In}_2\text{O}_3$  خالص بسیار ضعیف است و برای افزایش این فعالیت، معمولاً از تکنیک دوپینگ استفاده می شود [۲۹]. [۲۸]. مشاهده شده است که ایندیوم اکسید تولیدی در حذف رنگ آلی متیلن آبی در پی اچ بالا (حالت بازی) از آب موفق تر بوده است. متیلن آبی در پی اچ بالا دارای واکنش خوبی نسبت به نور است و در برابر مواد مختلف فتوکاتالیستی واکنش مثبتی نشان می‌دهد [۳۰].

نانوذرات تهیه شده دارای اثر فوتوکاتالیستی بهتری در تخریب رنگ آلی متیلن آبی نسبت به متیلن نارنجی دارد [۱۵]. شرایط خنثی به میزان تخریب متیلن نارنجی کمک می کند ولی به زمان بیشتری لازم است.



شکل ۴. میزان از بین رفتن آلاینده رنگی متیلن آبی توسط ایندیوم

اکسید تولیدی تحت لامپ SMD



Emitting Diode Lamps. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, 2019. **14**(2): p. 177-183.

11. Maeda, K., et al., Overall Water Splitting on (Ga<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>)(N<sub>1-x</sub>O<sub>x</sub>) Solid Solution Photocatalyst: Relationship between Physical Properties and Photocatalytic Activity. *The Journal of Physical Chemistry B*, 2005. **109**(43): p. 20504-20510.
12. Hu, C.-C., Y.-L. Lee, and H. Teng, Influence of indium doping on the activity of gallium oxynitride for water splitting under visible light irradiation. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2011. **115**(6): p. 2805-2811.
13. Kudo, A. and I. Mikami, New In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (ZnO) m photocatalysts with laminal structure for visible light-induced H<sub>2</sub> or O<sub>2</sub> evolution from aqueous solutions containing sacrificial reagents. *Chemistry letters*, 1998. **27**(10): p. 1027-1028.
14. Sato, J., et al., New photocatalyst group for water decomposition of RuO<sub>2</sub>-loaded p-block metal (In, Sn, and Sb) oxides with d10 configuration. *The Journal of Physical Chemistry B*, 2001. **105**(26): p. 6061-6063.
15. Salavati, H. and H. Saedi, Photocatalytic oxidation of aromatic pollutants and electrochemical behavior in water over nanopolyphosphotungstate supported on In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *International Journal of Electrochemical Science*, 2014. **10**: p. 4208-4222.
16. Zhang, D., et al., Doping dependent NH<sub>3</sub> sensing of indium oxide nanowires. *Applied Physics Letters*, 2003. **83**(9): p. 1845-1847.
17. Gordon, R.G., Criteria for choosing transparent conductors. *MRS bulletin*, 2000. **25**(8): p. 52-57.
18. Hamberg, I. and C.G. Granqvist, Evaporated Sn-doped In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films: Basic optical properties and applications to energy-efficient windows. *Journal of Applied Physics*, 1986. **60**(11): p. R123-R160.
19. Cao, H., et al., Room-temperature ultraviolet-emitting In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanowires. *Applied physics letters*, 2003. **83**(4): p. 761-763.
20. Lee, C.H., et al., Ambient pressure syntheses of size-controlled corundum-type In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanocubes. *Journal of the American Chemical Society*, 2006. **128**(29): p. 9326-9327.
21. Sreenivas, K., et al., Preparation and characterization of rf sputtered indium tin oxide films. *Journal of Applied Physics*, 1985. **57**(2): p. 384-392.
22. Shigesato, Y., S. Takaki, and T. Haranoh, Electrical and structural properties of low resistivity tin-doped indium oxide films. *Journal of Applied Physics*, 1992. **71**(7): p. 3356-3364.

شکل ۵. میزان از بین رفتن آلاینده رنگی متیلن نارنجی توسط

ایندیوم اکسید تولیدی تحت لامپ SMD

#### ۴- نتایج

در این پروژه، نانو ذرات اکسید ایندیوم به رنگ زرد در آزمایشگاه توسط روش امواج فراصوت به منظور بررسی فعالیت فتوکاتالیستی تهیه شده اند. الگوی پراش پرتوی ایکس و طیف سنجی فرابنفش-مرئی نشان داده است که این ماده به طور کامل تهیه شده است. مطالعه خواص فتوکاتالیستی این ماده روی رنگ‌های آلاینده نشان داد که نانو ذرات کرووی In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> در تخریب آلاینده رنگ متیلن آبی، بهتر از آلاینده رنگ متیلن نارنجی بوده اند و همچنین اسیدی و بازی بودن محلول رنگی در فعالیت فتوکاتالیستی این ماده بینهایت تاثیر گذار است.

#### منابع

1. Kung, H.H., Transition metal oxides: surface chemistry and catalysis. Vol. 45. 1989: Elsevier.
2. Noguera, C., Physics and chemistry at oxide surfaces. 1996: Cambridge University Press.
3. Gleiter, H., Nanostructured materials: state of the art and perspectives. *Nanostructured materials*, 1995. **6**(1-4): p. 3-14.
4. Valden, M., X. Lai, and D.W. Goodman, Onset of catalytic activity of gold clusters on titania with the appearance of nonmetallic properties. *science*, 1998. **281**(5383): p. 1647-1650.
5. Rodriguez, J., et al., Z.; Dvorak, J.; Maiti, A. J. *Am. Chem. Soc*, 2002. **124**: p. 5247.
6. Bäumer, M. and H.-J. Freund, Metal deposits on well-ordered oxide films. *Progress in Surface Science*, 1999. **61**(7-8): p. 127-198.
7. Ayyub, P., et al., Effect of crystal size reduction on lattice symmetry and cooperative properties. *Physical Review B*, 1995. **51**(9): p. 6135.
8. Narayan, H. and H. Alemu, A Comparison of Photocatalytic Activity of TiO<sub>2</sub> Nanocomposites Doped with Zn<sup>2+</sup>/Fe<sup>3+</sup> and Y<sup>3+</sup> Ions. *International Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, 2017. **13**(4): p. 315-325.
9. Elamin, N. and A. Elsanousi, Synthesis of ZnO nanostructures and their photocatalytic activity. *Journal of Applied and Industrial Sciences*, 2013. **1**(1): p. 32-35.
10. Azizian-Kalandaragh, Y., S. Fakhri-Mirzanagh, and L. Badrinezhad, Sonochemically Prepared SnO<sub>2</sub> Nanostructures for Photodegradation of Methylene Blue Under Mercury-Vapor and Light

23. Liess, M., Electric-field-induced migration of chemisorbed gas molecules on a sensitive film—a new chemical sensor. *Thin Solid Films*, 2002. **410**(1-2): p. 183-187.
24. Liu, G., Synthesis, characterization of In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanocrystals and their photoluminescence property. *Int. J. Electrochem. Sci*, 2011. **6**(6): p. 2162-2170.
25. P. Scherrer, *Göttinger Nachrichten Gesell.*, Vol. 2, 1918, p 98.
26. Liu, Q., et al., Study of quasi-monodisperse In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanocrystals: Synthesis and optical determination. *Journal of the American Chemical Society*, 2005. **127**(15): p. 5276-5277.
27. Perez Gonzalez and Valeriano Arreola, "Structural, optical and electrical properties of CdS thin films obtained by spray pyrolysis" *REV mexicana def ISICA*, 54 (2008)112-117.
28. Meng, S., et al., Fabrication of hydrophilic S/In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> core-shell nanocomposite for enhancement of photocatalytic performance under visible light irradiation. *Applied Surface Science*, 2015. **324**: p. 188-197.
29. Anand, K., et al. Synthesis, characterization, photocatalytic activity and ethanol-sensing properties of In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and Eu<sup>3+</sup>: In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanoparticles. in *AIP Conference Proceedings*. 2015. AIP Publishing.
30. Boumediene, M., et al., Effects of pH and ionic strength on methylene blue removal from synthetic aqueous solutions by sorption onto orange peel and desorption study. *J. Mater. Environ. Sci*, 2018. **9**: p. 1700-1711.

## ساخت مدولاتور فضایی نور با استفاده از ویدئو پروژکتور

فرشید نجفی نژاد<sup>۱\*</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۱،۲</sup>، قادر نجارباشی<sup>۱</sup>

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران<sup>۱</sup>

گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری‌های نوین، دانشگاه فناوری‌های نوین سبلان، نمین، اردبیل، ایران<sup>۲</sup>

F\_Nejafi\_nezhad@uma.ac.ir\*

**چکیده:** در این مقاله به توصیف نور ساختار یافته و اهمیت ساخت نور با ساختارهای مختلف اشاره می‌کنیم و نیاز به داشتن ابزاری برای به وجود آوردن نور با ساختار ریاضی خاص و خواص ویژه برای تحقیقات جدید را بیان نموده و روشی برای ساخت یک مدولاتور فضایی نور با استفاده از یک ویدئو پروژکتور را ارائه می‌دهیم. به دلیل گرانیگت بودن مدولاتور فضایی نور موجود در بازار، با تبدیل ویدئو پروژکتور به مدولاتور فضایی نور می‌توان به اکثریت قابلیت‌های مدولاتور فضایی نور تجاری دسترسی پیدا کرد، که در این مقاله به طور مفصل مراحل تبدیل ویدئو پروژکتور به مدولاتور فضایی نور گزارش شده است.

**کلید واژه:** الکترو-اپتیک؛ مدولاتور فضایی نور؛ نور ساختار یافته؛ هولوگرافی دیجیتال.

## Making Spatial Light Modulators by Using Video Projector

Farshid Najafi Nezhad<sup>1,2</sup>, Yashar Azizian-Kalandaragh<sup>1,2</sup>, Ghader Najarbashi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P.O. Box 179, Ardabil, Iran

<sup>2</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

**Abstract-** In this paper, we describe the structured light and the importance of making light with different structures, and represent necessity of tools for generating light with a particular math structure and specific properties for recently research, and a method for constructing a Spatial Light Modulators by using a video projector. Because of the Spatial Light Modulators is very expensive, by conversion of the projector into the Spatial Light Modulators, you can access most of the capabilities of the commercial Spatial Light Modulators, which in this paper will detail the way to conversion video projector to conversion It has been reported.

**Keywords:** Digital Holography, Electro-optics, Spatial Light Modulators, Structure light.

## ۱- مقدمه

نماید پس باریکه‌های ساختار یافته می‌تواند مرز سرعت ارسال اطلاعات را بسیار تغییر دهد [۴].

یکی از کاربردهای دیگر باریکه‌های ساختار یافته اندرکنش نور با ماده است که می‌توان از باریکه‌های با ساختارهای مختلف و با توجه به انرژی و تکانه‌ای که نور می‌تواند حمل کند در انبرک‌های نوری استفاده نمود، در زیست‌شناسی نیز می‌توان از این انبرک‌ها برای کارهای دقیق روی DNA و سلول‌های مختلف استفاده نمود [۷].

باریکه‌های ساختار یافته می‌تواند دارای ویژگی خودترمیمی باشد یعنی در حین عبور از هوا و ابزار مختلف اگر باریکه دارای ابیراهی شود، برخی از باریکه‌های ساختار یافته می‌توانند ساختار خود را ترمیم کرده و آشفتنگی را از بین ببرند [۸].

## ۲-۳- روش‌های ایجاد باریکه‌های ساختار یافته

برای ایجاد ساختار خاص در باریکه‌ها می‌توان از ابزارهای مختلف اپتیکی بهره گرفت مانند هولوگرام<sup>۳</sup>، صفحه مارپیچی<sup>۴</sup>، کیوپلیت<sup>۵</sup> و ... که در این مقاله به برخی از آن‌ها اشاره می‌کنیم.

## ۳- هولوگرام

در سال ۱۹۷۱ نوبل فیزیک را به دنیس گابور<sup>۵</sup> برای کار روی هولوگرام اهدا نمودند. در تصاویر معمولی تنها اثر یک منبع نور روی صفحات حساس به نور را ثبت می‌کنند پس تنها در این تصاویر اطلاعات شدت نور ذخیره می‌شود ولی در هولوگرام‌ها با استفاده از منابع همدوس نوری، الگوی تداخلی را ثبت می‌کنند که این الگو اطلاعات فاز را نیز در خود دارد. پس با استفاده از یک هولوگرام می‌توان تصاویر را باز سازی نمود و با توجه به داشتن اطلاعات فاز می‌توان تصاویر را به صورت سه بعدی به وجود آورد که یکی از نیازهای بشر امروزی می‌باشد [۹].

## ۱-۳- انواع هولوگرام

هولوگرام‌ها را می‌توان به صورت آنالوگ و دیجیتال ساخت برای ساخت هولوگرام آنالوگ ما با استفاده از برنامه‌نویسی در متلب هولوگرام‌ها را طراحی نموده و با عکاسی از صفحه نمایش رایانه می‌توانیم هولوگرام‌های شدت، آنالوگ را با ظهور فیلم عکاسی بسازیم با شستشو فیلم با مواد مختلف می‌توان هولوگرام فازی ساخت این هولوگرام‌ها بدون تغییر شدت نور تنها فاز نور را تغییر می‌دهند. ولی این کار محدودیت‌های خود را دارد که در هر لحظه نمی‌توان هولوگرام جدید را آماده نمود برای همین هولوگرافی دیجیتال در اواخر ۱۹۶۰ و اوایل ۱۹۷۰ معرفی شد و

مدولاتور فضایی نوری<sup>۱</sup> به عنوان یک ابزار الکترو-اپتیکی دارای کاربردهای مهم در زمینه کنترل نور در دو بعد است که دامنه یا فاز باریکه نور را مدوله می‌کند [۱ و ۲]. این ابزار در زمینه‌های تحقیقاتی مختلف مورد استفاده قرار می‌گیرد مانند انبرک نوری [۳]، ارتباطات نوری [۴] و جراحی با میکروسکوپ لیزری [۵]. با استفاده از مدولاتور فضایی نور می‌توان به کمک روش‌های هولوگرافی، پراش و تداخل، ساختار نور را به صورت پویا با زمان کنترل نمود و تجهیزات آزمایشگاهی دقیقی ساخت [۱ و ۲]. متأسفانه مدولاتور فضایی یکی از گرانقیمت‌ترین ابزارهای آزمایشگاهی با قیمتی در حدود چند هزار دلار است [۶].

در این مقاله روشی مقرون به صرفه برای ساخت مدولاتور فضایی نور از ویدئو پروژکتور را بیان می‌کنیم که با هزینه خیلی کمتری می‌توان مدولاتور فضایی نوری ساخت. از صفحات نمایشگر بلورهای مایع که ویدئو پروژکتورها نیز دارای این صفحات هستند می‌توان برای ساخت مدولاتور فضایی استفاده کرد.

## ۲- باریکه‌های ساختار یافته

باریکه خروجی از چشمه نور معمولی می‌تواند هر توزیع شدت و فازی را داشته باشد، این باریکه را نمی‌توان در ابزارهای بسیار دقیق استفاده نمود چون رفتار باریکه قابل پیش‌بینی نبوده و می‌تواند به هر صورت رفتار نماید. برای اینکه باریکه نوری با ساختار خاصی را ایجاد کنیم، این کار را با اعمال یک تابع ریاضی خاص به باریکه نور انجام می‌کنند تا در نهایت بتوان به صورت پویا رفتار باریکه را مطالعه کرد و به کاربردهای مهمی از این باریکه‌ها دسترسی پیدا کرد.

## ۱-۳- اهمیت باریکه‌های ساختار یافته

کاربردهای زیادی برای باریکه‌های ساختار یافته معرفی شده و هر روز به کاربردهای آن افزوده می‌شود در شاخه‌های مختلف علوم می‌توان از آن استفاده نمود از مهمترین کاربردهای باریکه‌های ساختار یافته می‌توان به کاربرد در ارتباطات برای ارسال پیام استفاده نمود، باریکه‌های معمولی در فیبر نوری با هر فوتون خود می‌تواند تنها یک بیت اطلاعات را حمل نماید اما باریکه‌های ساختار یافته با دارا بودن تکانه زاویه‌ای مداری می‌تواند با هر فوتون خود بدون محدودیت اطلاعات حمل

<sup>3</sup> Spiral phase plates

<sup>4</sup> Q-Plate

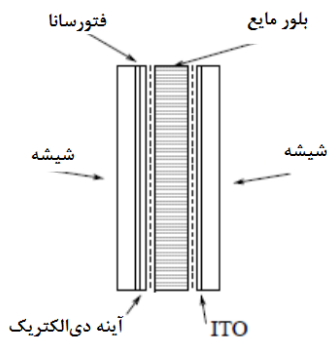
<sup>5</sup> Dennis Gabor

<sup>1</sup> Spatial Light Modulators (SLMs)

<sup>2</sup> Hologram

شکل(۱): ساختار درونی مدولاتور فضایی نور

اگر ساختار یک مدولاتور فضایی نوری عبوری را بخواهیم به دقت بررسی کنیم همانطور که در شکل زیر می‌توان دید ساختاری دارد که بلور مایع بین دو شیشه محصور شده و شبکه‌بندی دارد برای نگهداری بلور مایع و آدرس دهی جریان برای کارکرد بهتر وسیله [۱۰].



شکل(۲): ساختار کلی مدولاتور فضایی نور

### ۵- ساخت مدولاتور فضایی

برای ساخت مدولاتور فضایی ارزان قیمت از ابزارهای الکترونیکی روش‌های مختلف به کار گرفته شده است از جمله این کارها می‌توان به تحقیقی اشاره نمود که در آن با استفاده از صفحه نمایش موبایل توانستند یک مدولاتور فضایی نور بسازند [۱۱].



شکل(۳): ساخت مدولاتور فضایی نور با استفاده از صفحه

### گوشی [۱۱]

در تحقیقات دیگری نیز در سال‌های ۲۰۰۶ یک تیم کره‌ای و در ۲۰۱۲ گروهی در آمریکا و ۲۰۱۳ در روسیه با استفاده از پروژکتورها توانستند مدولاتور فضایی فاز بسازند [۱۱-۱۳]. هر کدام از این تیم‌ها روی یک پروژکتور خاص توانستند که این کار را انجام دهند که البته روش کار کلی همه یکسان ولی در جزئیات با هم تفاوت داشتند. برای بررسی بهتر کیفیت کار این افراد ابتدا به بیان توضیحاتی در مورد هولوگرام خواهیم پرداخت سپس به جزئیات می‌پردازیم. ویدئو پروژکتور مورد استفاده به منظور ساخت مدولاتور فضایی نور مدل توشیبا TLP-X2000 است.

با استفاده از مزایای کامپیوتری دیجیتال و انعطاف‌پذیری آن‌ها در پردازش عددی پیچیده و فیلترهای فضایی برای اطلاعات و... رویای نمایش اطلاعات سه بعدی محقق شد و به وسیله اضافه شدن آنالیز عددی اطلاعات حامل به وسیله هولوگرام‌های نوری ایجاد شد [۹].

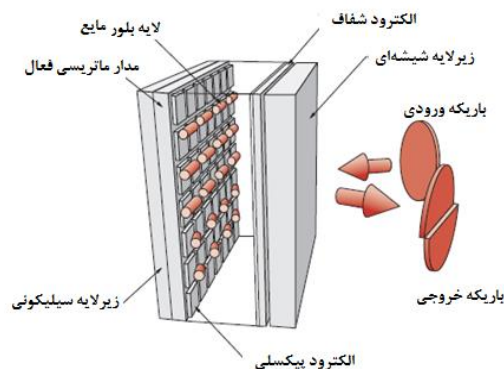
ثبت تصاویر هولوگرافی شیوه‌های گوناگون دارد اما معمولاً هولوگراف به صورت شفافه (فیلمی مانند اسلاید) ثبت می‌شود، برای ایجاد و بازسازی منظره اصلی باید پرتو نور همدوس مطابق باریکه مبنا که در ثبت تصویر مورد استفاده قرار گرفته است بر شفافه تاباند. هرگاه در پشت همین شفافه قرار بگیریم تصویرهای صحنه یا منظره را دوباره خواهیم دید. در واقع پرتو لیزری که تصویر را بازسازی می‌کند، باید عیناً مانند پرتو اولیه نباشد. این پرتو به محض عبور از داخل شفافه هولوگرام از نظر دامنه و فاز تغییر می‌کند و به این ترتیب تصویر مجازی از جسم ایجاد می‌کند که فقط ناظری که پشت هولوگرام قرار دارد، آن را می‌بیند.

در هولوگرام یا تمام‌نگاری، اطلاعات مربوط به هر سه بُعد در تصویر ثبت شده و بیننده از دیدن تمام‌نگاشت احساس برجستگی در تصویر می‌کند [۹].

در هولوگرافی دیجیتال می‌توان به دو روش از هولوگرام استفاده کرد یکی اینکه با استفاده از مدل‌های ریاضیاتی و رایانه هولوگرام‌هایی ساخت و نور با عبور از این هولوگرام ساختار مورد نظر را پیدا کند و یا این که نور با ساختار خاص به هولوگرام ما بتابد و با استفاده از خروجی بتوان ساختار نور ورودی را بدست آورد [۹].

### ۴- مدولاتور فضایی نور

مدولاتور فضایی نور ابزار است که می‌توان با استفاده از آن هولوگرام‌های دیجیتال را ساخت این ابزار یک الگوی دو بعدی از بلورهای مایع است که می‌تواند با آدرس‌دهی مناسب بلورهای مختلف را به صورتی تنظیم نماید که روی صفحه هولوگرام فازی یا شدتی خودمان را بسازیم. معمولاً مدولاتورهای فضایی نور بر دو نوع هستند عبوری و بازتابی. در شکل زیر نحوه کار مدولاتور فضایی نور را می‌بینید [۱۰].

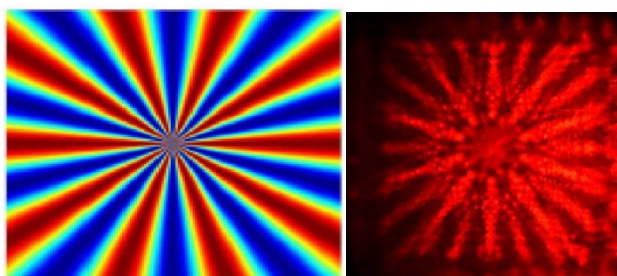






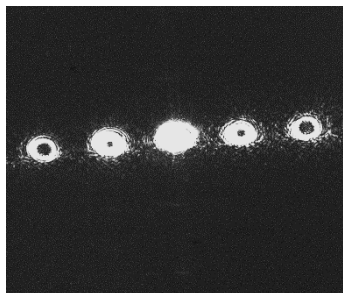
شکل (۸): تصویری از ال سی دی در چیدمان آزمایش

قبل از استفاده از دستگاه در پژوهش اصلی به صورت آزمایشی مواردی را با آن تست نمودیم که در ادامه آمده است: ساخت باریکه فرشی [۸]:



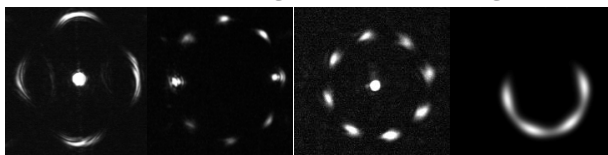
شکل (۹): تصویر سمت چپ هولوگرام و تصویر سمت راست شدت دریافتی از خروجی مدولاتور فضایی نوری ساخته شده

باریکه لاگر گاوسی:



شکل (۱۰): خروجی پرتو لاگر تولیدی با مدولاتور فضایی نور

باریکه طراحی شده برای کارهای علمی جدید:



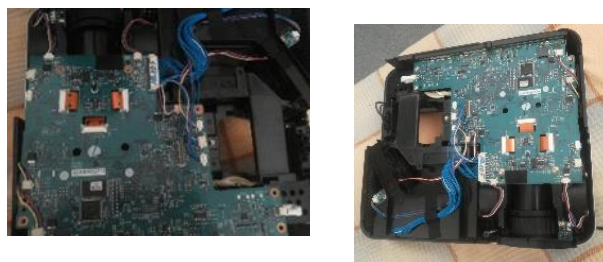
شکل (۱۱): تصویر پرتوهای ساخته شده توسط خودمان برای کارهای مختلف با استفاده از مدولاتور فضایی نور ساخته شده

## مراجع

- [1]. T. Haist, S. Zwick, M. Warber, W. Osten, "Spatial light modulators versatile tools for holography", J. Hologr. Speckle Vol 3, 2006, pp 125-136.



شکل (۴): تصویر پروژکتور مورد استفاده برای ساخت دستگاه



شکل (۵): تصویر پروژکتور مورد پس از جدا نمودن قابل آن

بعد از باز نمودن لامپ و درپوش پروژکتور با توجه به اینکه پروژکتور مورد استفاده دارای سه ال سی دی است، که سیمها آن را روی برد اصلی می توان دید حال برای دسترسی به ال سی دی ها پس از برد الکترونیکی اصلی را باز می کنیم:



شکل (۶): تصویر سمت راست محل اتصال ال سی دی ها به برد

اصلی و تصویر سمت چپ برد اصلی پروژکتور

پس از دسترسی به قسمت اپتیکی پروژکتور این قسمت را جدا نموده و ال سی دی ها را از قسمت اپتیکی جدا می شوند.

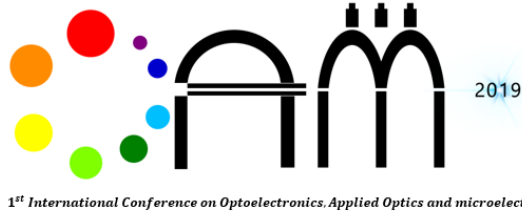


شکل (۷): تصویر قسمت اپتیکی پروژکتور و ال سی دی های آن

بدین ترتیب این صفحه ال سی دی می تواند به عنوان یک

مدولاتور فضایی نور قرار گیرد که در شکل (۸) یکی از چیدمان های آزمایش به منظور ساخت یک باریکه با هولوگرام دیجیتال استفاده کرد.

- [2]. S. Zwick, T. Haist, M. Warber, W. Osten, "Dynamic holography using pixelated light modulators", *Appl. Opt.* Vol 49, 2010, F47–F58.
- [3]. S. J. W. Parkin, G. Knoner, T. A. Nieminen, N. R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop, "Torque transfer in optical tweezers due to orbital angular momentum", *Proc. of SPIE*, Vol. 6326, 2006, 63261B.
- [4]. B. Ndagano, and et al. "Characterizing quantum channels with non-separable states of classical light", *NATURE PHYSICS*, Vol 13, pp397–402.
- [5]. V. Nikolenko, and et al, "Spatial Light Modulator Microscopy", *Cold Spring Harb Protoc.* Vol 12, 2013, pp:1132–41.
- [6]. D. Huang, and et al, "A low-cost spatial light modulator for use in undergraduate and graduate optics labs", *Am. J. Phys.* Vol: 80, 2012, 211.
- [7]. M. Liu, and et al, "A DNA tweezer-actuated enzyme nanoreactor", *Nature Communications*, Vol 4, 2013, 2127.
- [8]. S. Rasouli, A. M. Khazaei, D. Hebri, "Radial carpet beams: A class of nondiffracting, accelerating, and self-healing beams", *PHYSICAL REVIEW A*, Vol 97, 2018, 033844.
- [9]. P. Hariharan, "Basics of Holography", Cambridge University Press, New York, 2002.
- [10]. T. Haist, W. Osten, "Holography using pixelated spatial light modulators–Part 2: applications", *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* Vol: 14, 2015, 041311.
- [11]. M. K. Sheeja, P. T. Ajith Kumar, MEMBER SPIE, "Conversion of an 84-48-pixel mobile phone display to a liquid crystal spatial light modulator", *Optical Engineering*, Vol: 47, 2008, 025801.
- [12]. J. Ko, J. Lee, "Implementation of SLM using a commercial LCD beam projector", *Journal of the Korean institute of illuminating and electrical installation engineer*, Vol: 9, 2006, pp: 1-10.
- [13]. D. Huang, et al., "A low-cost spatial light modulator for use in undergraduate and graduate optics labs", *Am. J. Phys.* 80, 2012, 21.
- [14]. M. S. Kuzmin, S. A. Rogov, "Spatial Light Modulator Based on Liquid\_Crystal Video Projector Matrix for Information Processing Systems", *Optical Memory and Neural Networks*, Vol. 22, 2013, pp. 261–266.



Aug. 17-19, 2019

## اندازه‌گیری و کالیبراسیون پاسخ غیرخطی یک نمونه آشکارساز CMOS

\* علی تمیمی<sup>۱</sup>، عباس بشیری<sup>۲</sup> و امید چوپانیان<sup>۳</sup>

دانشگاه جامع امام حسین (ع) - دانشکده و پژوهشکده فناوری اطلاعات و ارتباطات، گروه الکترونیک

[atamimi@ihu.ac.ir](mailto:atamimi@ihu.ac.ir)

[kpbashiri@ihu.ac.ir](mailto:kpbashiri@ihu.ac.ir)

[omid.choupanian@iran.ir](mailto:omid.choupanian@iran.ir)

**چکیده:** مؤلفه‌های زیادی از جمله پدیده‌های اتمسفری، نوع طراحی اپتیکی و فیلترهای طیفی، ساختار و مدار پردازش الکترونیک، فشردگی و بازیابی تصویر و لینک ارسال و دریافت داده در سامانه‌های تصویربرداری باعث ایجاد اثرات تصنعی در تصویر می‌شوند. یکی از این اثرات تصنعی، پاسخ غیرخطی سامانه در برابر شدت‌های مختلف دریافتی است که منجر به ایجاد داده نادرست در تصویر می‌شود. کالیبراسیون آزمایشگاهی راهکار مناسبی در فرآیند تصحیح این رفتار است. هدف از این پژوهش ارائه روشی برای تعیین پاسخ غیرخطی سامانه تصویربرداری و اصلاح آن در نتایج نهایی است. بر این اساس با برپایی چیدمان آزمایشگاهی و تغییر معین نور صحنه و مقایسه آن با تصویر حاصل، رفتار غیرخطی یک سامانه تصویربرداری تعیین شده است. در نهایت با انجام پردازش تصویر و انجام محاسبات و رسم نمودار رادیانس بر حسب عدد دیجیتالی و تشکیل ماتریس تصحیح با استفاده از نرم‌افزار متلب، کالیبراسیون غیرخطی بودن پاسخ‌دهی سامانه صورت گرفته است.

**واژه‌های کلیدی:** کالیبراسیون سامانه‌های تصویربرداری، پاسخ غیرخطی، ماتریس تصحیح، پردازش تصویر

## Measurement and Calibration of the Nonlinear Response of a CMOS Detector

\*Ali Tamimi<sup>1</sup>, Abbas Bashiri<sup>2</sup>, and Omid Choupanian<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department of Information and Communication Technology, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Iran, [atamimi@ihu.ac.ir](mailto:atamimi@ihu.ac.ir)

<sup>2</sup>Department of Information and Communication Technology, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Iran, [kpbashiri@ihu.ac.ir](mailto:kpbashiri@ihu.ac.ir)

<sup>3</sup>Department of Information and Communication Technology, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Iran, [omid.choupanian@iran.ir](mailto:omid.choupanian@iran.ir)

**Abstract-** Many components, such as atmospheric phenomena, optical design and spectral filters, electronic circuitry, image compression and decompression and data transmission and reception, create artifacts in the image. One of these artificial effects is the non-linear response of the system to various luminous intensity that result in the creation of erroneous data in the image. Laboratory calibration is a solution to correct this behavior. The purpose of this research is to provide a method for determining the nonlinear response of the imaging system and correcting it in the final results. According to this, by setting up the laboratory equipment and changing a certain light scene and comparing it with the resulting image, the nonlinear behavior of the imaging system is determined. Finally, using the image processing, performing calculations and plotting the radiance-DN curve, the correction matrix was made using MATLAB software, and the nonlinear calibration of the system response was done.

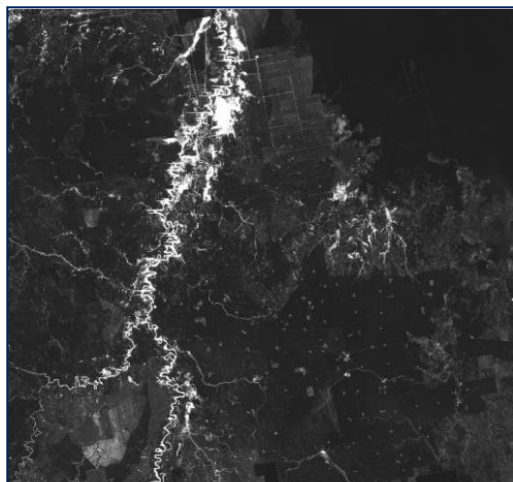
**Keywords:** Calibration of imaging systems, nonlinear response, correction matrix, image processing

تعیین و کالیبراسیون پاسخ غیرخطی سنجنده سامانه‌های تصویربرداری ارائه شده است.

## ۱- مقدمه

اثرات تصنعی در تصویر سامانه‌های تصویربرداری را می‌توان به سه دسته‌ی کلی تقسیم کرد؛ دسته اول اثرات ناشی از پدیده‌های طبیعی مانند خورشید، ابرها، گردوغبار و آتروسها است. این نوع اثرات را می‌توان با انجام محاسبات و روش‌های پردازش تصویر تصحیح نمود.

دسته دوم اثرات ناشی از مدارهای پردازشی و انتقال و دریافت تصاویر است. در این دسته فرآیندهایی نظیر فشردگی، رمزنگاری و تبدیل آنالوگ به دیجیتال داده‌ها باعث بروز برخی از اثرات تصنعی می‌شوند. و نهایتاً دسته سوم که مربوط به ساختار سنجنده، طراحی اپتیکی و فیلترهای طیفی است. سهم عوامل دسته دوم و سوم اثرات تصنعی در کاهش کیفیت تصویر به دلیل عدم امکان تفکیک معین مؤلفه‌ها بعد از ساخت، به صورت هم‌زمان بررسی می‌شود [۱].



شکل (۱): خطا ایجاد شده در تصویر به علت اشباع سنجنده [۱]

## ۲- چیدمان و فرآیند آزمون

در این پروژه، از یک منبع نور یکنواخت که یکنواختی و پایداری آن توسط یک توان سنج اندازه‌گیری می‌شود، استفاده شده است؛ که شدت تابش خروجی این منبع توسط یک محدودکننده جریان پایدار کنترل می‌شود. مشخصات آشکارساز CMOS در جدول ۱ آمده است.

جدول (۱): مشخصات آشکارساز CMOS

نوع آشکارساز	color camera	CMOS
فرمت آشکارساز (اینچ)	۱/۳	
ابعاد آرایه (پیکسل)	1024×1280	
اندازه پیکسل (میکرون)	۳.۶×۳.۶	
زمان نمونه‌برداری (ثانیه)	۱۰ - ۰.۰۵	
مبدل A/D (بیت)	۸	

تجهیزات فوق بر روی یک رویه اپتیکی نصب و با استفاده یک جابه‌جاگر دقیق، ورودی سامانه تصویربرداری در مرکز خروجی منبع نور قرار می‌گیرد. شکل ۲ تصویری از چیدمان آزمایش را نشان می‌دهد. سپس با تغییر تابش خروجی مراحل زیر برای محاسبه و تعیین پاسخ‌دهی و محاسبه SNR انجام شده است [۴]:

- ۱- خواندن تصویر به صورت ماتریس سه‌گانه (RGB)
- ۲- تعیین و انتخاب ناحیه مرکزی تصویر (ROI)
- ۳- محاسبه مقدار خاکستری<sup>۲</sup> از ماتریس حاصل
- ۴- میانگین‌گیری از ۵ تصویر در هر مرحله آزمایش

مهم‌ترین عامل ساختاری بروز اثرات تصنعی در سنجنده سامانه‌های تصویربرداری خطی نبودن عملکرد و پاسخ‌دهی سنجنده در شدت‌های دریافتی مختلف است. به عبارتی دیگر پاسخ‌دهی سنجنده با تغییر نور صحنه به صورت خطی (به خصوص در نواحی اشباع) تغییر نمی‌کند؛ همان‌گونه که اشاره شد، این مهم به علت شرایط عملیاتی ساخت سنجنده‌های آرایه‌ای، کیفیت مدارهای الکترونیکی و شرایط کاربردی آن‌ها روی می‌دهد. این اثرات نیز بعضاً با پردازش تصویر شناسایی و اصلاح می‌شوند که باعث می‌شود هزینه تصحیح تصویر کاهش یابد. با این وجود روش‌های مبتنی بر پردازش تصویر شامل محدودیت‌هایی هستند که باعث می‌شود در غالب موارد مذکور کاربردی نباشند [۲].

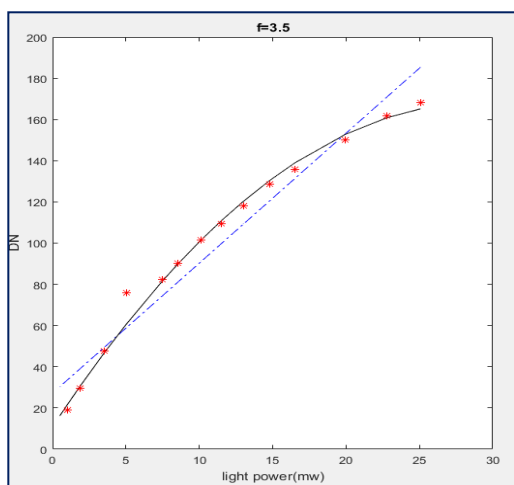
در کاربردهایی مانند سامانه تصویربرداری فضایی، دقت کالیبراسیون اولیه (آزمایشگاهی) و پایداری نتایج آن، دارای اهمیت است؛ چراکه امکان کالیبراسیون آزمایشگاهی مجدد وجود ندارد [۳]. به عنوان مثال شکل ۱ خطا ایجاد شده به علت اشباع سنجنده در یک سامانه تصویربرداری فضایی را نشان می‌دهد [۱]. همان‌گونه که مشاهده می‌شود، قسمتی از پیکسل‌های تصویر اشباع و قسمتی کاملاً تاریک است که این موضوع بیانگر عدم کارایی و بازدهی مناسب این سامانه در این پروژه است. برای انتخاب و بهره‌وری مناسب سامانه تصویربرداری با توجه به نوع مأموریت و کاربرد آن، بایستی چگونگی پاسخ‌دهی و نسبت سیگنال به نویز<sup>۱</sup> (SNR) سامانه تعیین گردد و طراحی به صورتی انجام پذیرد که در محدوده دینامیکی مورد استفاده، سامانه دارای پاسخ‌دهی مناسبی باشد. بر این اساس در این پژوهش روشی آزمایشگاهی برای

<sup>2</sup> Gray value

<sup>1</sup> Signal-to-Noise Ratio (SNR)



سنجنده با تغییر نور صحنه خروجی چندان تغییر نمی‌کند که باعث می‌شود این خطا در نواحی اشباع مشهودتر باشد.



شکل (۳): نمودار عدد دیجیتال خروجی (DN) بر حسب توان نوری خط مشکی تقریب مرتبه دوم، خط چین تقریب مرتبه اول و نقاط قرمز رنگ داده اصلی است.

#### ۴- نسبت سیگنال به نویز (SNR)

نسبت به سیگنال به نویز به صورت عدد دیجیتال خروجی سنجنده (DN) تقسیم بر انحراف معیار استاندارد تعریف می‌شود. نمودار SNR بر حسب توان تابش صحنه در شکل ۴ آمده است. انواع مختلفی از نویز در خروجی آشکارساز شامل نویز مدار خواندن داده، شات نویز<sup>۵</sup>، نویز FPN<sup>۶</sup> وجود دارد. مجموع این عوامل به صورت انحراف معیار استاندارد DN و ضرایب آن تعریف می‌شود [۴].

همان‌گونه که مشاهده می‌شود با افزایش توان تابشی سطح سیگنال و در نتیجه نسبت سیگنال به نویز افزایش می‌یابد. علت نوسان زیاد نمودار نسبت به تقریب مرتبه اول بهره خودکار دوربین (Auto gain) می‌باشد. در توان تابشی بیشتر از ۵ میلی وات نسبت سیگنال به نویز بالای ۳۰۰ داریم که در طراحی اپتیکی سامانه ثانویه این مورد باید مورد توجه قرار گیرد.

۵- میانگین‌گیری از تمام پیکسل‌ها در ناحیه انتخابی

۶- رسم نمودارهای رادیانس-عدد دیجیتالی<sup>۳</sup> و رادیانس-SNR

۷- برازش منحنی و تحلیل نتایج



شکل (۲): تصویری از چیدمان آزمایش

#### ۳- پاسخ غیر خطی

در این سامانه (با نرخ تفکیک ۸ بیت) در حالت اشباع سنجنده، خروجی عدد ۲۵۵ خواهد بود. در ابتدا درجه سامانه کاملاً پوشیده شده و خروجی ثبت می‌شود. انتظار می‌رود برای صحنه تاریک خروجی صفر باشد. اما به علت جریان تاریک سنجنده‌ها این‌گونه نیست. همچنین خطا مدار الکترونیکی راه‌انداز دوربین<sup>۴</sup>، که مستقل از جریان تاریک است شامل هر سیگنال ناخواسته در مدار الکترونیک دوربین است که در خروجی دیجیتال سامانه ظاهر می‌شود [۵].

در قدم اول مقادیر جریان تاریک از خروجی کم شود. سپس با تغییر خطی نور صحنه، خروجی سنجنده ثبت می‌شود. تصویر به صورت ماتریس سه‌گانه RGB خوانده و ذخیره می‌شود. برای تنظیمات خاص سامانه و منابع نور ماتریس سه‌گانه خروجی آشکارساز تبدیل به ماتریس مقدار خاکستری می‌شود. سپس میانگین عناصر هر ماتریس (پیکسل‌ها) محاسبه می‌شود. این میانگین همان عدد دیجیتال خروجی (DN) است. انتظار می‌رود که خروجی سامانه نیز به صورت خطی تغییر کند. در واقع نمودار خروجی سامانه بر حسب مقادیر نور صحنه یک خط مبداء گذر باشد که نتیجه این‌گونه نیست؛ نمودار عدد دیجیتال خروجی (DN) بر حسب توان نوری در شکل ۳ آمده است. (رادیانس به وسیله تجهیز اسپکترورادومتر اندازه‌گیری می‌شود اما به دلیل محدودیت در تجهیزات موجود از توان سنج استفاده شد که ضریبی از رادیانس ارائه می‌کند). این نمودار عملکردی از خطی بودن سامانه به دست می‌دهد. در نواحی اشباع

<sup>5</sup> Shot noise

<sup>6</sup> Fixed-Pattern Noise (FPN)

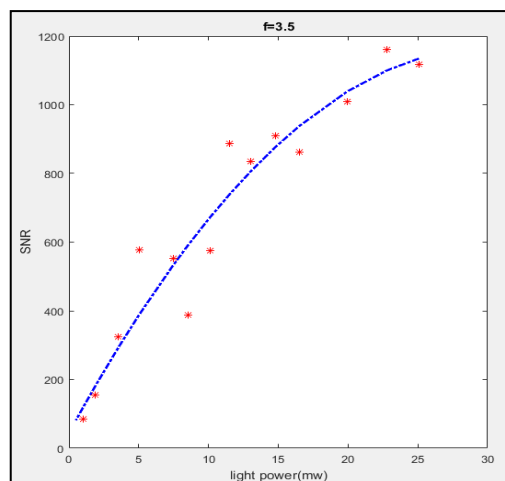
<sup>3</sup> Digital Number (DN)

<sup>4</sup> Frame-bias

پاسخدهی سامانه که باعث ایجاد اثرات تصنعی در تصویر می‌شود، ماتریس تصحیح تشکیل و نتایج نهایی اصلاح شدند.

## مراجع

- [1] A. Roman-Gonzalez, "Compression based analysis of image artifacts: Application to satellite images," Telecom ParisTech, 2013.
- [2] J.-Y. Lee, Y. Matsushita, B. Shi, I. S. Kweon, and K. Ikeuchi, "Radiometric calibration by rank minimization," IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence, vol. 35, no. 1, pp. 144-156, 2012.
- [3] U. Beisl, "Absolute spectroradiometric calibration of the ADS40 sensor," International Archives of Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences, vol. 36, 2006.
- [4] G. R. Hopkinson, T. M. Goodman, and S. R. Prince, "A guide to the use and calibration of detector array equipment," SPIE Press Bellingham, 2004.
- [5] T. Li, M. He, N. Lei, C. Li, and Q. Wang, "TDI CCD non-uniformity correction algorithm," in 2009 4th IEEE Conference on Industrial Electronics and Applications, 2009.



شکل (۴): نمودار نسبت سیگنال به نویز بر حسب توان تابشی

## ۵- ماتریس تصحیح

با توجه به شکل ۳ نمودار عدد دیجیتال خروجی (DN) باید به صورت خطی باشد. تقریب خطی مرتبه اول برای خروجی آشکارساز نیز در شکل ۳ رسم شده است. ماتریس تصحیح به گونه‌ای انتخاب می‌شود که نمودار عدد دیجیتال خروجی (DN) بر تقریب خطی مرتبه اول منطبق شود. به این ترتیب اثر ناشی از خطی نبودن سنجنده‌ها با اعمال ماتریس تصحیح اصلاح می‌شود.

$$\begin{bmatrix} DN_{00} & \dots & DN_{0m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ DN_{m0} & \dots & DN_{mm} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} x_{00} & \dots & x_{0m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ x_{m0} & \dots & x_{mm} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} l_{00} & \dots & l_{0m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ l_{m0} & \dots & l_{mm} \end{bmatrix} \quad (1)$$

(DN)                      (x)                      (L)

که در آن ماتریس (DN) عدد دیجیتال خروجی، (x) ماتریس ضرایب تصحیح و (L) مقدار تقریب خطی مرتبه اول است. بنابراین ماتریس تصحیح به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\begin{bmatrix} x_{00} & \dots & x_{0m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ x_{m0} & \dots & x_{mm} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} l_{00} & \dots & l_{0m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ l_{m0} & \dots & l_{mm} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} DN_{00} & \dots & DN_{0m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ DN_{m0} & \dots & DN_{mm} \end{bmatrix}^{-1} \quad (2)$$

در این محاسبات از ماتریس مقادیر جریان تاریک صرف نظر شده است. با استفاده از نتایج به دست آمده از نمودار شکل ۳ فرایند تشکیل ماتریس با استفاده از روابط ۱ و ۲ صورت گرفت.

## ۶- نتیجه

در این مقاله، به معرفی فرآیند روشی برای اندازه‌گیری و کالیبراسیون پاسخ غیرخطی یک سامانه تصویربرداری CMOS پرداخته شد؛ در ادامه نیز خطی بودن و پاسخدهی سامانه و سطح سیگنال به نویز برای پیکربندی‌های مختلف (نور صحنه متفاوت) به صورت تجربی بررسی و رفتار سامانه مورد مطالعه قرار گرفت. و سپس با به دست آوردن رفتار



Aug. 17-19, 2019

## اندازه‌گیری بخش غیر صحیح بار توپولوژیک در باریکه‌های چرخان

حسینی صابر، سید محمد علی<sup>۱</sup>؛ صابر، احد<sup>۲</sup>؛ احدی اخلاقی، احسان<sup>۳</sup>\*

<sup>۱</sup>دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱

<sup>۲</sup>دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، کد پستی ۵۶۱۹۹-۱۱۳۶۷

<sup>۳</sup>مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱

**چکیده:** در این مقاله باریکه‌های چرخان با بار توپولوژیک غیر صحیح مطالعه شده‌اند. در باریکه‌های چرخان قسمت اعشاری بار توپولوژیک باعث از بین رفتن بیوستگی در فاز باریکه شده و در نتیجه در اثر انتشار، شکستگی در توزیع شدت باریکه مشاهده می‌شود. این شکستگی در یک زاویه‌ی خاص (در دستگاه قطبی) ایجاد شده و بر روی نیمی از توزیع شدت باریکه اثر می‌گذارد. این اثر دقیقاً مشابه اثر پراش باریکه از لبه‌ی تیغه‌ی فازی است. به طور نظری و تجربی نشان داده شده است که با استفاده از اثر تیغه‌ی فازی بر روی باریکه‌ی چرخان و هم راستا کردن شکستگی ایجاد شده توسط تیغه فازی و شکستگی ایجاد شده به واسطه‌ی بار توپولوژیک غیر صحیح، می‌توان قسمت اعشاری بار توپولوژیک باریکه‌های چرخان را به سادگی و با دقت بالا به دست آورد. این اندازه‌گیری در تمامی انواع باریکه‌ی چرخان صادق است.

**کلید واژه:** باریکه چرخان، بار توپولوژیک غیر صحیح، پراش از پله‌ی فازی

## Measurement of the Fractional Part of the Topological Charge of Vortex Beams

S. Mohammad-Ali Hosseini-Saber<sup>1</sup>, Ahad Saber<sup>2,3</sup>, Ehsan A. Aghlaghi<sup>\*1,3</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran

<sup>2</sup>Department of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, 56199-11367, Iran

<sup>3</sup>Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran

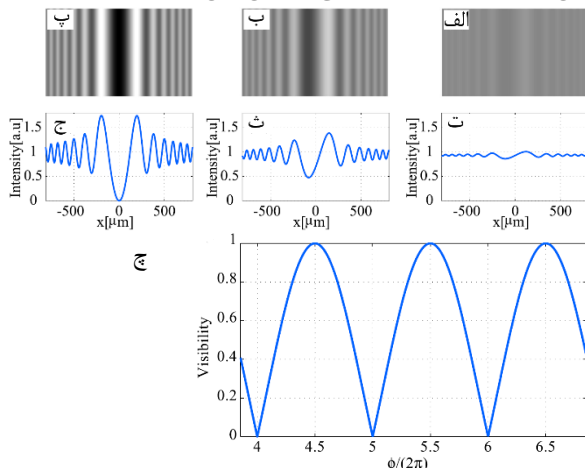
**Abstract-** In this paper, vortex beams with the fractional topological charge are studied. In the vortex beams, the fractional part of the topological charge eliminates continuity in the beam phase and as a result, due to the propagation, a fracture in the intensity distribution of the beam is observed. This fracture is created at a particular angle (in the cylindrical coordinate system) and affects half the intensity distribution of the beam. This effect is exactly the same as the diffraction effect of the beam from a plate edge. It is shown theoretically and experimentally that, the fractional part of the topological charge of the vortex beams can be determined simply and accurately, using the effect of the phase plate on the vortex beam, after aligning the fracture created by the phase plate and the fracture created by the fractional topological charge.

**Keywords:** vortex beam, fractional topological charge, diffraction from a phase step.

## ۱- مقدمه

۱- پ توزیع شدت طرح پراش یک باریکه نوری از پله فازی را نمایش می‌دهد و شکل‌های ۱-ت تا ۱-ج نمایه شدت آن‌ها را به ترتیب نمایش می‌دهد. نمایانی طرح پراش ایجاد شده به اختلاف فاز دو بخش باریکه، که از داخل و خارج تیغه عبور می‌کنند،  $\Delta\phi$  بستگی دارد [۱۹]. شکل ۱- (چ) نمایانی طرح پراش را بر حسب اختلاف فاز برای باریکه‌ی تخت نمایش می‌دهد. همانطور که در شکل نشان داده شده، حداکثر نمایانی در  $\Delta\phi = 2(m+1)\pi$  اتفاق می‌افتد، که در آن  $m$  عددی صحیح است. همچنین، در  $\Delta\phi = 2m\pi$ ، جبهه‌ی موج در لبه تیغه پیوسته است و بنابراین نمایانی صفر خواهد بود.

از طرف دیگر، می‌دانیم که فاز باریکه‌های چرخان در هر مقطع عرضی، از 0 تا  $2\pi$  تغییر می‌کند، که در آن  $l$  بار توپولوژیک باریکه است. اگر  $l$  عددی صحیح باشد، فاز باریکه پیوسته خواهد بود (شکل ۲- الف)، اما اگر  $l$  عددی غیرصحیح باشد، فاز باریکه در چرخش اول سطح موج، به اندازه‌ی  $2\pi l'$  در نیمی از سطح موج شکسته خواهد شد، که در



شکل ۱: (الف)-(پ)، طرح پراش باریکه از پله فازی با اختلاف

فازهای متفاوت و (ت)-(ج)، نمودار شدت متناظر با (الف)-(پ). نمودار (چ) تغییرات نمایانی بر حسب تغییرات فاز را نشان می‌دهد [۱۹].

آن  $l'$  بخش غیر اعشاری بار توپولوژیک است (شکل ۲-ب). شکستگی ایجاد شده در اثر بار توپولوژیک غیر صحیح دقیقاً معادل با اثر پله فازی بر روی باریکه است، با این تفاوت که این پله فازی ایجاد شده در باریکه‌ی چرخان تنها در نیمی از سطح موج (تنها در یک زاویه‌ی خاص در دستگاه مختصات قطبی) ایجاد می‌شود.

بنابراین اگر باریکه‌ی چرخان با بار توپولوژیک غیر صحیح از لبه تیغه‌ی فازی عبور کند، با دو پله فازی جداگانه مواجه خواهد شد، یکی پله فازی مربوط به تیغه که کل سطح موج باریکه را پوشش می‌دهد (شکل ۲-ج)، و دیگری پله فازی مربوط به بار توپولوژیک غیر صحیح، که نیمی از سطح موج را در بر می‌گیرد (شکل ۲-ب). این دو پله فازی اصولاً از یکدیگر مستقل هستند، اما می‌توان با چرخش تیغه‌ی فازی در مقابل باریکه، این دو را به گونه‌ی تنظیم کرد که در راستای یکدیگر قرار

باریکه‌های چرخان با خواص ویژه‌ی خود، امروزه توجه بسیاری را به خود جلب کرده‌اند. این باریکه‌ها دارای اندازه حرکت زاویه‌ای مداری هستند و سطح موج این باریکه‌ها دارای فاز چرخشی با رابطه‌ی  $\exp(i l \phi)$  است، که در آن  $\phi$  زاویه‌ی سمتی در دستگاه مختصات استوانه‌ای و  $l$  بار توپولوژیک باریکه است. دارا بودن اندازه حرکت زاویه‌ای مداری باعث می‌شود که باریکه‌های چرخان دارای کاربردهای بسیاری در بخش‌های گوناگون علم باشند. از جمله این بخش‌ها می‌توان به ارتباطات اپتیکی [۱]، تله اندازه‌ی اپتیکی [۲]، اندازه‌گیری‌های اپتیکی [۳] و میکروسکوپی [۴] اشاره کرد. کاربردهای گسترده، باعث می‌شود بررسی دقیق این باریکه‌ها و به خصوص اندازه‌گیری بار توپولوژیک از اهمیت ویژه‌ای برخوردار باشد. از همین رو، تا کنون روش‌های گوناگونی برای اندازه‌گیری بار توپولوژیک باریکه‌های چرخان به وجود آمده‌اند [۵-۱۰]. بار توپولوژیک همواره عددی صحیح در نظر گرفته می‌شود، بنابراین تمامی این روش‌ها با فرض صحیح بودن بار توپولوژیک به دست آمده‌اند. اما در سال ۲۰۰۴ مایکل بری<sup>۱</sup> نشان داد که بار توپولوژیک می‌تواند اعداد غیر صحیح را نیز شامل شود [۱۱]. غیر صحیح بودن بار توپولوژیک باعث ایجاد یک شکستگی فاز در یک زاویه‌ی خاص ( $\Phi$ ) در دستگاه مختصات استوانه‌ای می‌شود. این خصوصیت جدید بعدها در بخش‌های زیادی از جمله هدایت و انتقال ذرات [۱۲]، مرتب‌سازی ذرات [۱۳]، در هم تنیدگی ذرات در ابعاد بالا [۱۴] و ... کاربرد و اهمیت پیدا کرد و بر همین اساس، روش‌هایی برای اندازه‌گیری بار توپولوژیک غیر صحیح ابداع شد تا بتوان از خواص غیر صحیح بودن آن به درستی استفاده کرد. دقت در این روش‌ها از مرتبه‌ی ۰.۵ تا حداکثر ۰.۱ گزارش شده است [۱۵-۱۷].

اما در دو دهه‌ی گذشته روش‌های پراش‌سنجی برای اندازه‌گیری پارامترهای اپتیکی به وجود آمده است. روش‌های پراش‌سنجی علی‌رغم سادگی در روش و چیدمان، قابلیت اندازه‌گیری پارامترهای زیادی از جمله طول موج نور فرودی و ضخامت تیغه‌ی فازی [۱۸]، ضریب شکست و ضخامت لایه نازک [۱۹] و ... را با دقت بسیار بالا امکان پذیر می‌کند. در این مقاله از روش پراش‌سنجی برای به دست آوردن قسمت اعشاری بار توپولوژیک باریکه‌ی چرخان استفاده شده است. این روش در تمامی انواع باریکه‌ی چرخان، از جمله باریکه‌ی لاگرگوسی<sup>۲</sup>، بسل مراتب بالا<sup>۳</sup> و ... صادق است.

## ۲- رهیافت نظری

هنگامی که بخشی از باریکه‌ی نور از لبه‌ی پله فازی عبور می‌کند، فاز باریکه دچار تغییر ناگهانی در لبه‌ی پله می‌شود و طرح پراش فرنل بر روی صفحه نمایش قابل مشاهده خواهد بود [۱۹]. شکل‌های ۱-الف تا

<sup>2</sup> Laguerre-Gaussian beam

<sup>3</sup> High order Bessel beams

<sup>1</sup> Michael Berry

\* Email: [e.a.akhlaghi@iasbs.ac.ir](mailto:e.a.akhlaghi@iasbs.ac.ir)

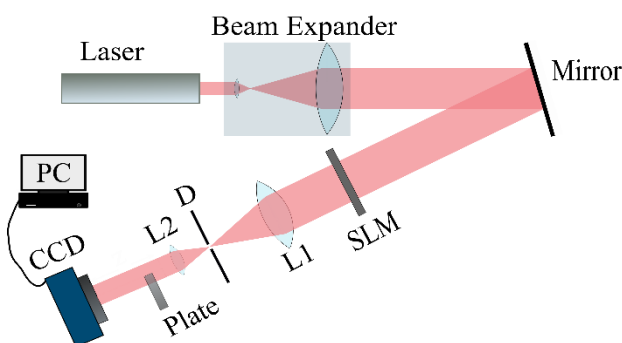
صورت زیر به دست می‌آید:

$$I' = \frac{2 \cos \theta_3 (\cos \theta_1 - \cos \theta_3) - \cos \theta_3 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)}{\cos \theta_3 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) - \cos \theta_2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_3)} \quad (۶)$$

همان‌طور که در رابطه‌ی ۵ دیده می‌شود، قسمت اعشاری بار توپولوژیک باریکه‌ی چرخان، تنها با استفاده از اندازه‌گیری سه زاویه و بدون نیاز به داشتن اطلاعات تیغه‌ی فازی و نیز طول موج نور به دست می‌آید.

### ۳- رهیافت تجربی

مطابق شکل ۳، باریکه‌ی پهن و موازی شده‌ی لیزر هلیوم-نئون (Thorlabs 10 mw laser) به سطح مدولاتور فضایی نور (SLM) می‌تابد تا ساختار فازی باریکه‌ی چرخان بر روی باریکه‌ی گاوسی لیزر سوار شود. سپس با عبور از عدسی L1 کانونی شده، تا مراتب پراش اضافی حاصل از SLM توسط دیافراگم D حذف شود. در نهایت طرح شدت باریکه‌ی موازی شده توسط عدسی L2، پس از عبور از لبه‌ی تیغه‌ی فازی، به وسیله‌ی CCD (Thorlabs DCC1545M 5.2)  $\mu\text{m}$  pixel size ثبت می‌شود. تیغه‌ی فازی بر روی یک گونیومتر با دقت چرخش زاویه‌ی ۱۰ ثانیه‌ی قوسی قرار گرفته است. برای تشخیص دقیق هم راستا بودن پله‌ی ایجاد شده توسط قسمت اعشاری بار توپولوژیک و نیز تیغه‌ی فازی، لازم است که تیغه در نزدیک‌ترین مکان نسبت به مدولاتور فضایی قرار گیرد. برای این منظور از سیستم چهارکانونی استفاده شده است، به طوری که SLM در کانون L1 و تیغه‌ی فازی در کانون عدسی L2 قرار گرفته‌اند. زاویه‌ی صفر تیغه (نسبت به باریکه‌ی فرودی)،  $\theta_0$ ، از روی تقارن نمایانی فریزها نسبت به چرخش تیغه، با دقت بهتر از ۳۰ ثانیه‌ی قوسی تعیین می‌شود. شکل ۴- الف تصویر آزمایشگاهی باریکه‌ی چرخان با بار توپولوژیک غیرصحیح  $l = 10.3$  را بعد از عبور از لبه‌ی تیغه‌ی فازی در زاویه‌ی صفر نشان می‌دهد. با چرخاندن تیغه، به زاویه‌ی  $\theta_1$  می‌رسیم که در آن نمایانی در قسمت سمت راست باریکه، که حاصل از



شکل ۳: چیدمان آزمایش. با عبور نور پهن و موازی شده لیزر از مدولاتور فضایی نور (SLM) باریکه‌ی چرخان تولید می‌شود. مراتب پراش اضافی این باریکه بعد از عبور از عدسی L1 توسط دیافراگم D فیلتر شده و بعد از موازی شدن توسط عدسی L2 و عبور از تیغه‌ی

گیرند، بنابراین دو سمت باریکه با دو پله‌ی فازی متفاوت مواجه خواهد شد (شکل ۲-د). اختلاف فاز در دو سمت باریکه برابر خواهد بود با:

$$\Delta\phi_{\text{راست}} = \Delta\phi_{\text{تیغه}} = (n-n')d / \cos \theta$$

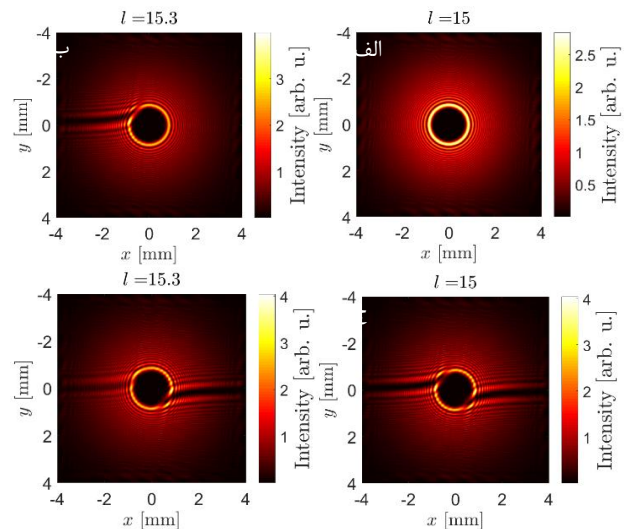
$$\Delta\phi_{\text{چپ}} = \Delta\phi_{\text{تیغه}} + \Delta\phi_1' = \frac{(n-n')d}{\cos \theta} + l'\lambda \quad (۳)$$

که در آن  $n, n', d$  و  $\theta$  به ترتیب ضریب شکست تیغه، ضریب شکست محیط، ضخامت تیغه و زاویه‌ی خط عمود بر سطح تیغه با محور اپتیکی باریکه است. حال اگر تیغه را به اندازه‌ی بچرخانیم ( $\theta_1$ ) که نمایانی فریزها در سمت راست باریکه، که حاصل از بار توپولوژیک غیرصحیح است صفر شود، خواهیم داشت:

$$(n-n')d / \cos \theta_1 = m\lambda \quad (۲)$$

با چرخاندن بیشتر تیغه، در زاویه‌ی  $\theta_2$  نمایانی شدت در سمت چپ تیغه (نمایانی حاصل از مجموع دو پله‌ی فازی) صفر می‌شود:

$$(n-n')d / \cos \theta_2 + l'\lambda = (m+1)\lambda \quad (۳)$$



شکل ۲: تصویر شبیه‌سازی شده‌ی انتشار باریکه‌ی چرخان با بار توپولوژیک الف)  $l = 15$ ، ب)  $l = 15.3$ ، ج)  $l = 15$  پس از عبور از تیغه‌ی فازی. د)  $l = 15.3$  پس از عبور از تیغه‌ی فازی. با کم کردن معادله‌ی ۲ از ۳ قسمت اعشاری بار توپولوژیک به صورت زیر به دست می‌آید:

$$l'-1 = -\frac{(n-n')d}{\lambda} \left( \frac{1}{\cos \theta_2} - \frac{1}{\cos \theta_1} \right) \quad (۴)$$

برای حذف پارامترهای مربوط به تیغه و طول موج نور، می‌توان چرخش را آنقدر ادامه داد تا برای بار دوم نمایانی شدت در سمت چپ تیغه به صفر برسد ( $\theta_3$ ). در این حالت به رابطه‌ی:

$$(n-n')d / \cos \theta_3 + l'\lambda = (m+2)\lambda \quad (۵)$$

خواهیم رسید. با کم کردن رابطه‌ی ۲ از ۵ رابطه‌ای مشابه با رابطه‌ی ۴ حاصل می‌شود. سپس با تقسیم رابطه‌ی به دست آمده بر رابطه‌ی ۴ و انجام کمی ساده سازی، قسمت غیرصحیح بار توپولوژیک در نهایت به

۰.۸	۰.۸۰۲	۰.۰۱۰
۰.۹	۰.۸۹۹	۰.۰۰۷

خطای آزمایش از طریق انحراف معیار داده‌ها محاسبه شده است. همان‌طور که در جدول ۱ مشاهده می‌شود، خطای تجربی اندازه‌گیری آزمایش به حدود ۰.۰۲ می‌رسد. این میزان خطا به مراتب از خطای اندازه‌گیری در روش‌های موجود کمتر است. دقت اندازه‌گیری در این روش صرفاً به دقت در اندازه‌گیری زاویه محدود می‌شود و هیچ پارامتر دیگری در آن تاثیرگذار نیست. بنابراین با جایگزین کردن دوربین ۱۶بیتی به جای دوربین ۸ بیتی و همچنین دیجیتال سازی فرآیند تشخیص نمایانی صفر، می‌توان خطای آزمایشگر را کاهش و دقت این روش را به راحتی افزایش داد.

#### ۴- نتیجه

به طور نظری و تجربی نشان داده شد که با استفاده از اثر تیغه‌ی فازی بر روی باریکه‌ی چرخان و هم راستا کردن شکستگی ایجاد شده توسط تیغه فازی و شکستگی ایجاد شده به واسطه‌ی بار توپولوژیک غیر صحیح، می‌توان قسمت اعشاری بار توپولوژیک باریکه‌های چرخان را به سادگی و با دقت بالا به دست آورد. عدم نیاز به داشتن اطلاعات پارامترهای تیغه و نیز باریکه‌ی لیزر، و اندازه‌گیری تنها یک پارامتر، دقت در محاسبه‌ی نتایج را به مراتب افزایش می‌دهد. همچنین سادگی در چیدمان تجربی و محاسبات، مزیت دیگر این روش نسبت به روش‌های موجود است. همچنین این روش برای تمامی انواع باریکه‌های چرخان کاربرد دارد.

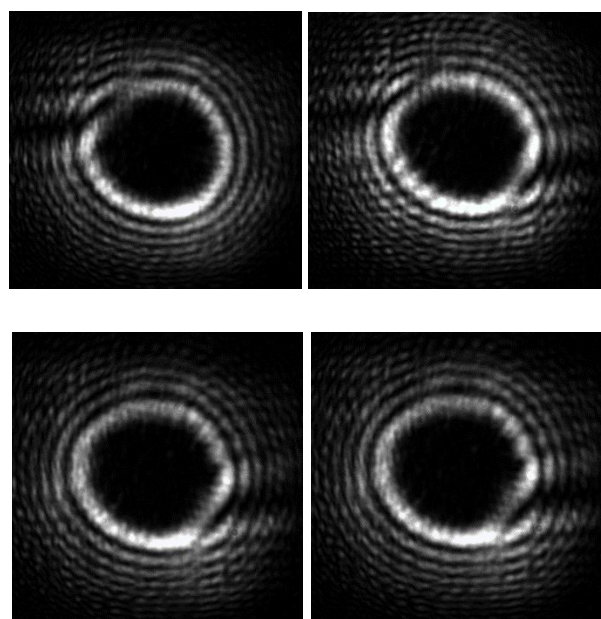
#### مراجع

- [1] Graham Gibson, Johannes Courtial, Miles J. Padgett, Mikhail Vasnetsov, Valeriy Pas'ko, Stephen M. Barnett, and Sonja Franke-Arnold, "Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum," *Opt. Express*, vol. 12, 5448-5456, 2004.
- [2] David G. Grier, "A revolution in optical manipulation," *Nature*, vol. 424, pp. 810-816, 2003.
- [3] Aniceto Belmonte, Carmelo Rosales-Guzmán, and Juan P. Torres, "Measurement of flow vorticity with helical beams of light," *Optica*, pp. 1002-1005, 2015.
- [4] Severin Fürhapter, Alexander Jesacher, Stefan Bernet, and Monika Ritsch-Marte, "Spiral interferometry," *Opt. Lett.* vol. 30, pp. 1953-1955, 2005.
- [5] Leandro A. Melo, Alcenísio J. Jesus-Silva, Sabino Chávez-Cerda, Paulo H. Souto Ribeiro & Willamys C. Soares, "Direct Measurement of the Topological Charge in Elliptical Beams Using Diffraction by a

فازی، به CCD می‌رسد. همچنین چهار عنصر SLM, L1, L2 و تیغه - ی فازی تشکیل سیستم چهار کانونی می‌دهند.

اختلاف فاز ایجاد شده توسط تیغه‌ی فازی است، صفر شده است (شکل ۴-ب). با ادامه‌ی چرخاندن تیغه، به نمایانی صفر در نیمه‌ی سمت چپ باریکه (نمایانی حاصل از مجموع اختلاف فاز ایجاد شده توسط تیغه و قسمت اعشاری بار توپولوژیک)،  $\theta_2$  می‌رسیم (شکل ۴-ج). در نهایت با ادامه‌ی چرخش به صفر بعدی نمایانی در سمت چپ باریکه،  $\theta_3$  خواهیم رسید (شکل ۴-د).

در جدول ۱ داده‌های تجربی به دست آمده برای قسمت اعشاری بار توپولوژیک آورده شده است. در این آزمایش از دو تیغه‌ی فازی متفاوت با ضخامت‌های ۱ میلی‌متر و ۲ میلی‌متر استفاده شده است.



شکل ۴: داده‌ی آزمایشگاهی از باریکه‌ی چرخان با بار توپولوژیک  $l = 10.3$  (در زاویه‌ی الف)  $\theta_0$  (ب) صفر اول سمت راست باریکه،  $\theta_1$  (ج) صفر اول سمت چپ باریکه،  $\theta_2$  و (د) صفر دوم سمت چپ باریکه،  $\theta_3$ .

جدول ۱: میانگین و خطای مقادیر داده‌های تجربی

مقادیر انتخابی برای قسمت غیر صحیح L	میانگین مقادیر تجربی به دست آمده	انحراف معیار داده‌ها
۰.۱	۰.۱۰۸	۰.۰۲۲
۰.۲	۰.۲۰۶	۰.۰۲۲
۰.۳	۰.۲۹۸	۰.۰۰۶
۰.۴	۰.۴۰۲	۰.۰۱۲
۰.۵	۰.۵۰۵	۰.۰۱۱
۰.۶	۰.۶۰۱	۰.۰۰۸
۰.۷	۰.۶۹۵	۰.۰۱۰

“Characterization of transparent thin films by low-coherent diffractometry”, *J. Opt.* 20(3) 035601, 2018.

- Triangular Aperture,” *Scientific Reports*, vol. 8, pp. 6370, 2018.
- [6] Yujing Han and Guanghui Zhao, “Measuring the topological charge of optical vortices with an axicon,” *Opt. Lett.* vol. 36, pp. 2017-2019, 2011.
- [7] Matthew E. Anderson, Heath Bigman, Luís E. E. de Araujo, and Jan L. Chaloupka, “Measuring the topological charge of ultrabroadband, optical-vortex beams with a triangular aperture,” *J. Opt. Soc. Am. B* 29, pp. 1968-1976, 2012.
- [8] Benjamin Perez-Garcia, Dorilian Lopez-Mago, Adad Yepiz Escalante, Raul I. Hernandez-Aranda, Julio C. Gutiérrez-Vega, “Measuring topological charge using Stokes parameters,” *Proc. SPIE 8843, Laser Beam Shaping XIV*, 884303, September 2013.
- [9] Meilan Luo and Daomu Zhao, “Determining the topological charge of stochastic electromagnetic vortex beams with the degree of cross-polarization,” *Opt. Lett.* vol. 39, pp. 5070-5073, 2014.
- [10] P. Vaity, J. Banerji, R. P. Singh, “Measuring the topological charge of an optical vortex by using a tilted convex lens,” *Phys. Lett. A* 377, Issue 15, pp. 1154-1156, 2013.
- [11] M V Berry, “Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps,” *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* vol. 6, pp. 259-268, 2004.
- [12] S. Tao, J. Lin, and X. Peng, “Fractional optical vortex beam induced rotation of particles,” *Opt. Express*, vol. 13, pp. 7726-7731, 2005.
- [13] C.-S. Guo, Y.-N. Yu, and Z. Hong, “Optical sorting using an array of optical vortices with fractional topological charge,” *Opt. Commun.* vol. 283, pp. 1889-1893, 2010.
- [14] S. S. R. Oemrawsingh, J. A. de Jong, X. Ma, A. Aiello, E. R. Eliel, G. W. Hooft, and J. P. Woerdman, “High-dimensional mode analyzers for spatial quantum entanglement,” *Phys. Rev. A* 73, 032339, 2006.
- [15] Haixiang Ma, Xinzhong Li, Yuping Tai, Hehe Li, Jingge Wang, Miaomiao Tang, Yishan Wang, Jie Tang, and Zhaogang Nie, “In situ measurement of the topological charge of a perfect vortex using the phase shift method,” *Opt. Lett.* vol. 42, pp. 135-138, 2017.
- [16] Xinzhong Li, Yuping Tai, Zhaogang Nie, Hui Wang, Hehe Li, Jingge Wang, Jie Tang, Yishan Wang, “Fraunhofer diffraction of Laguerre-Gaussian beam caused by a dynamic superposed dual-triangular aperture,” *Opt. Eng.* 54(12) 123113, December 2015.
- [17] Jianjun Guo, Banghong Guo, Ronghua Fan, Wenjie Zhang, Yu Wang, Litao Zhang, Panpan Zhang, “Measuring topological charges of Laguerre-Gaussian vortex beams using two improved Mach-Zehnder interferometers,” *Opt. Eng.* 55(3) 035104, 2016.
- [18] S R Hosseini and M T Tavassoly, “The application of a phase step diffractometer in wavemetry”, *J. Opt.* 17(3) 035605, 2015.
- [19] Morteza J Siavashani, Ehsan A Akhlaghi, Mohammad T Tavassoly and Seyed R Hosseini,



Aug. 17-19, 2019

## بهینه سازی سامانه دمش برای لیزر Ce:Nd:YAG با دمش دیود نور گسیل

زاهدی دیزجی، سید مرتضی<sup>۱,۲\*</sup>؛ فرهد، امیر حسین<sup>۲</sup>؛ محمودی، محمد<sup>۱</sup>؛ قنبری، سعید<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه زنجان، زنجان

<sup>۲</sup>پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران

**چکیده:** در این مقاله به مطالعه رفتار و بهینه سازی آرایش هندسی دمش بر پایه بازتابنده های هدایت کننده پرتو به منظور دستیابی به بهترین جفت شدگی نوری میان منابع دمش دیودهای نور گسیل و محیط فعال لیزر Ce:Nd:YAG پرداخته شده است. برای این منظور روش ردیابی تصادفی دسته پرتوهای خروجی از چشمه های نوری و محاسبه جذب انرژی باریکه ها در محیط فعال مورد استفاده قرار گرفت. نتایج محاسبات عددی نشان می دهد که میزان تابش جذب شده به تعداد و فاصله LED ها از محیط فعال و گشودگی دهانه بازتابنده ها وابسته است. یافته ها نشان می دهند که در مقایسه با یک آرایش ساده فاقد بازتابنده های هدایت کننده پرتو، بازدهی جذب و توان تابش های جذب شده در محیط فعال برای آرایش بهینه شده تا بیش از ۴۰ درصد افزایش می یابد.

**کلید واژه:** لیزر با دمش دیود نور گسیل، محیط فعال Ce:Nd:YAG، سامانه دمش نوری

## Optimization of Optical Pumping System of a LED-Pumped Ce:Nd:YAG Laser

Zahedi Dizaji, Seyyed Morteza<sup>1,2,\*</sup>; Farahbod, Amir Hossein<sup>2</sup>; Mahmoudi, Mohammad<sup>1</sup>; Ghanbari, Saeed<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Physics Department, University of Zanjan, Zanjan,

<sup>2</sup>Department of Plasma and Nuclear Fusion, NSTRI, Tehran

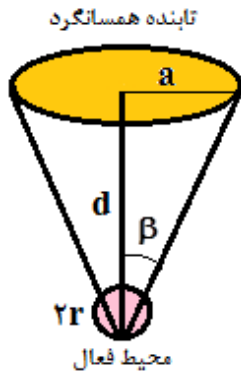
\*[m.zahedi01@gmail.com](mailto:m.zahedi01@gmail.com)

**Abstract-** In this paper, the behavior of optical pumping geometry based on beam guiding reflectors in order to achieve the best optical coupling between light emitting diodes sources and the Ce:Nd:YAG active medium has been studied. For this mean, the randomly ray tracing method of the pump beams and energy absorption in the active medium were used. The results of numerical calculations show that the amount of absorbed energy depends on the number and distance of LEDs from the active medium and the opening of the reflectors aperture. The findings show that the optimized pumping configuration with the beam guiding reflectors is 40 percent more efficient than a simple pumping configuration without the guiding reflectors.

**Keywords:** LED-pumped laser, Ce:Nd:YAG active medium, Optical pumping system

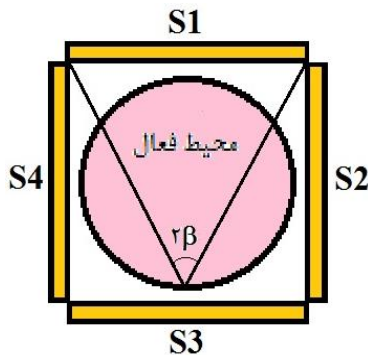


## ۱- مقدمه



شکل (۱): دمش محیط فعال به کمک یک منبع تابلنده همسانگرد.

$$E \approx L\Omega = L\pi \tan^2(\beta) \quad (1)$$



شکل (۲): دمش بوسیله چهار منبع همسانگرد S با حداقل فاصله تا سطح خارجی محیط فعال.

برای تامین بیشترین روشنایی در حجم محیط فعال ضروری است تا حد امکان تعداد LED ها افزایش یابند که در این صورت توان تابشی در موضع محیط فعال متناسب با تعداد منابع N، به صورت  $E_N = NE$  افزایش می یابد.

پیکربندی شکل ۲ که در آن سطح خارجی محیط فعال در حداقل فاصله تا سطح تابلنده ها قرار گرفته است اجازه می دهد تا با حداقل تعداد منابع نوری S، بیشترین توان تابشی دمش به محیط فعال لیزر انتقال یابد. اما این رویکرد می تواند سبب انتقال بیشینه گرما از منابع دمش به محیط فعال لیزر، بروز گرادیان شعاعی دما و در پی آن تغییر ضریب شکست محیط فعال و بروز پدیده ناخواسته عدسی گرمایی شود. در پژوهش حاضر برای کاهش اثرات گرمایی و امکان خنک سازی محیط فعال، از خنک کننده آب در اطراف محیط فعال و افزایش فاصله منابع دمش LED از سطح میله لیزر و هدایت تابش های جذب نشده به کمک بازتابنده های هدایت کننده پرتو<sup>۲</sup> (GR) با پوشش نقره با ضریب بازتاب در حد ۹۲٪ به سمت محیط فعال، میزان تابش جذب شده در محیط فعال و بازدهی فرایند دمش را افزایش دهیم. برای این منظور و بهینه

علیرغم وجود رویکرد موثر و متداول دمش ناهمدوس محیط فعال لیزرهای حالت جامد به کمک لامپ درخش، اخیراً دیودهای نور گسیل<sup>۱</sup> به دلیل ارتقای قابل ملاحظه توان نوری این نوع منابع نوری و کاهش هزینه های تولید آنها، به عنوان منابع نوری ارزان، قابل اعتماد، کم حجم، پربازده و با طول عمر بالا برای دمش نوری لیزرهای حالت جامد مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته است [۱-۳]. لامپ های درخش به دلیل گسیل بخش مهمی از تابش های لامپ در ناحیه آبی و فرابنفش، منجر به دمش با کارایی بالا نمی شوند. همچنین نیاز به منابع الکتریکی ولتاژ بالا از ضعف های این روش به شمار می آید. تولید دیودهای نور گسیل پر توان و با دوام در گستره وسیعی از بیناب از ناحیه آبی تا مادون قرمز نزدیک، امکان دمش موثر و اطمینان بخش محیط های بهره حالت جامد نظیر Nd:YAG، Ce:Nd:YAG، Nd:YVO4، Ti:Sapphire و Nd:KGW را فراهم آورده است [۴-۶].

منابع همدوس دمش نظیر باریکه های لیزر های نیم رسانا نیز از محسنتات بسیاری نظیر تطبیق بینایی بسیار خوب و کارایی بالای فرایند دمش برخوردار هستند. اما گرانی و محدودیت توان نوری قابل حصول به ویژه برای دمش تپی کاربرد گسترده آنها را محدود می سازد. با این حال، نوسانگرهای لیزر با دمش دیودهای نور گسیل به دلیل عدم وجود ضربه و امواج اکوستیکی حاصل از دمش با لامپ درخش می توانند از پایداری و کیفیت بسیار مناسبی برخوردار باشند [۴].

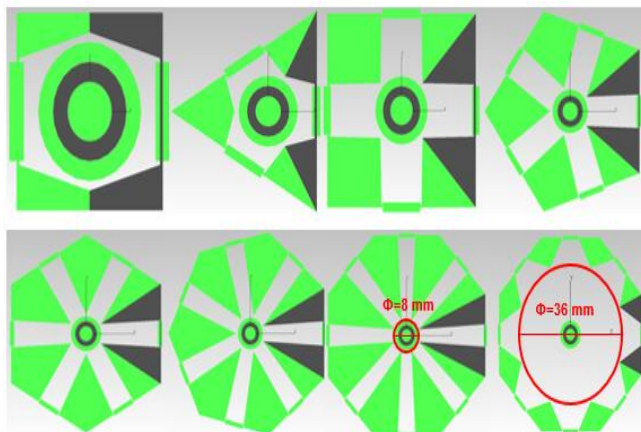
پژوهش حاضر مبتنی بر طراحی و بهینه سازی آرایش هندسی ویژه ای به منظور دستیابی به بهترین جفت شدگی نوری میان منابع دمش دیود نور گسیل و محیط فعال لیزر Ce:Nd:YAG و محاسبه جذب تابش ها در محیط فعال استوار است. برای این منظور از روش پرتو یابی تصادفی دسته پرتوهای خروجی از چشمه های نوری و محاسبه جذب انرژی باریکه ها در محیط فعال استفاده شده است.

## ۲- ملاحظات نظری

میزان توان نوری دریافت شده E، در حجم محیط فعالی به شعاع r که به فاصله d از یک منبع نوری همسانگرد به شعاع a و تابندگی L قرار دارد، طبق رابطه (۱) به زاویه فضایی Ω منجر به سطح تابلنده وابسته است، شکل ۱.

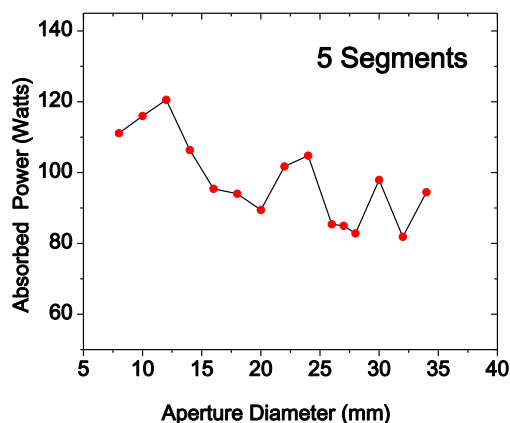
<sup>2</sup> Guiding-beam reflectors (GR)

<sup>1</sup> Light Emitting Diode (LED)



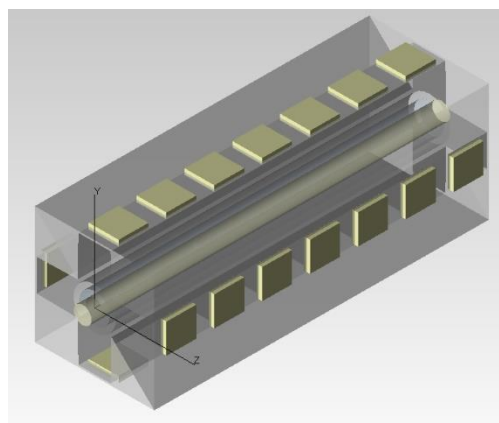
شکل (۴) : مقطع سامانه های گوناگون دمش نوری بر پایه بازتابنده های هدایت کننده پرتو.

به منظور دستیابی به بهترین جفت شدگی نوری میان دیوهای نور گسیل و محیط فعال لیزر آرایش های هندسی چند وجهی بر پایه بازتابنده های هدایت کننده پرتو، مدل سازی و چگونگی جذب تابش ها در محیط فعال محاسبه شد، شکل ۴. با افزایش تعداد LED ها تعداد وجوه ساختار افزایش می یابد و گشودگی دهانه بازتابنده ها کاهش می یابد و نور بیشتری درون حفره های وجوه بازتابنده به تله می افتد. از این روی، با تغییر قطر دایره مماس بر دهانه بازتابنده می توان میزان گشودگی دهانه بازتابنده را تغییر داد و توان تابشی جذب شده را تنظیم نمود، شکل ۵.



سازی سامانه دمش نوری برای محیط فعال میله لیزر Ce:Nd:YAG، از نرم افزار TracePro برای ردیابی تصادفی دسته پرتوهای خروجی (غالباً ۱۰۰۰ پرتو در هر دسته) از چشمه های نوری و محاسبه جذب انرژی باریکه ها در محیط فعال استفاده شده است.  
۳- بحث و نتایج

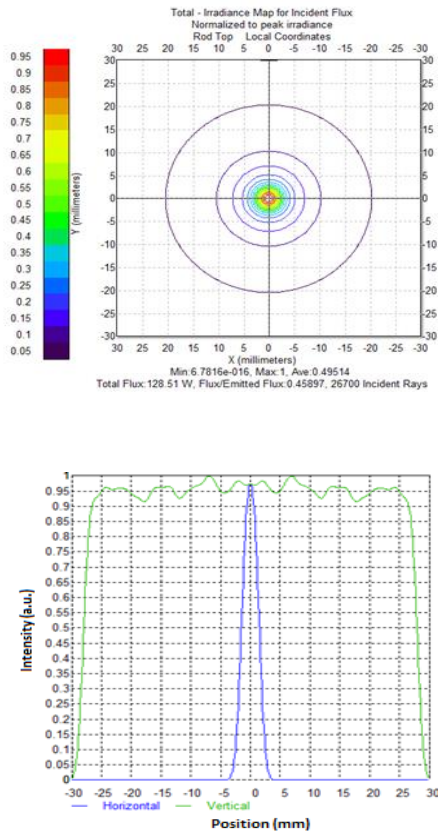
نمایه تابش گسیلی از دیود نور گسیل نزدیک به یک توزیع لامبرتی<sup>۳</sup> است و جمع آوری تمام شار تابشی و هدایت آن به سوی محیط فعال به کمک سامانه های نوری بسیار مشکل است. جهت غلبه بر معضل یاد شده، با استفاده از نرم افزار TracePro، و با لحاظ نمودن بیناب جذبی محیط فعال Ce:Nd:YAG و بیناب تابشی منابع دمش دیود نور گسیل در محیط نرم افزار، سامانه نوری بر پایه هدایت پرتوهای منابع دمش از مسیر های تمام بازتابان به سوی محیط فعال طراحی شد. آرایش مورد نظر از ۲ الی ۸ ردیف LED که هر ردیف حاوی ۷ عدد LED با توان خروجی ۱۰ وات و طیف تابشی سفید - Cree X lamp MC (E White 5000-10000K) تشکیل یافته است، شکل ۳. ابعاد هر دیود نور گسیل  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  است. برای خنک سازی، هر LED بر روی یک صفحه مسی به ابعاد  $8 \times 40 \text{ mm}^2$  نصب شده است. محیط فعال لیزر از جنس بلور Ce:Nd:YAG، میله ای به قطر ۳ و طول ۶۰ میلیمتر است. میله لیزر درون یک لوله شیشه از جنس پیرکس به ضخامت ۱ و قطر خارجی ۷ میلیمتر نصب شده است و خنک سازی با عبور جریان آب در فضای میان شیشه و میله لیزر صورت می گیرد.



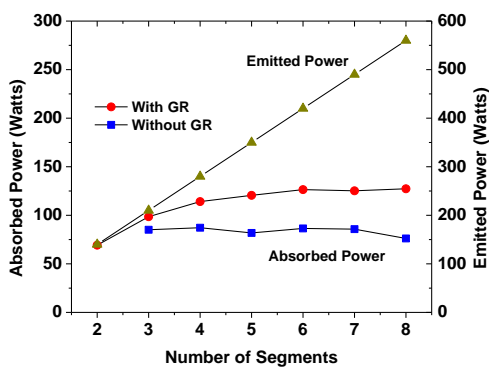
شکل (۳) : چیدمان سامانه دمش نوری میله لیزر با ۴ ردیف دیود نور گسیل.

<sup>3</sup> Lambertian

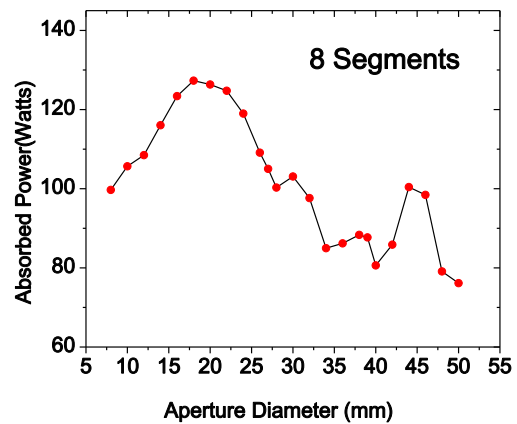
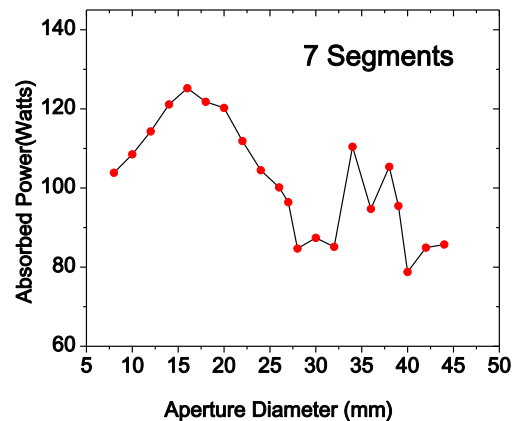
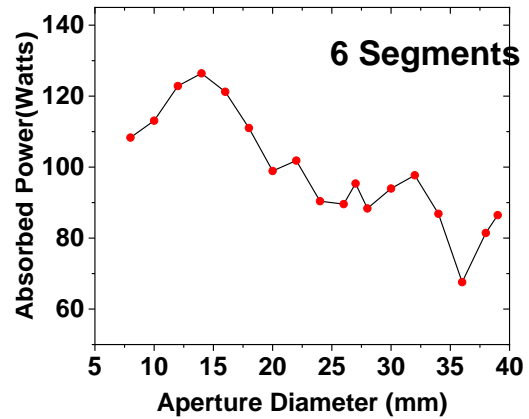
جذب یا نسبت تابش جذب شده در محیط فعال به تابش گسیل یافته از تابنده های LED کاهش می یابد، شکل ۸. با توجه به نمودارهای شکل ۷ و ۸ بازدهی جذب و توان تابشی جذب شده برای ساختارهای چند وجهی در مقایسه با سامانه ساده دمش بهبود شایان توجهی از خود نشان می دهد.



شکل (۶): نمایه تابش مقطعی عرضی (بالا) و نمودار توزیع شدت (پایین) درون محیط فعال برای آرایش ۴ وجهی.



شکل (۷): توان تابشی گسیلی از سطح LED و توان تابشی جذب شده در محیط فعال برای ساختارهای بازتابنده چند وجهی شکل ۵.



شکل (۵): چگونگی تغییرات توان تابشی جذب شده در محیط فعال برای ساختارهای ۵، ۶، ۷ و ۸ وجهی برحسب قطر گشودگی مماس بر دهانه خروجی بازتابنده ها.

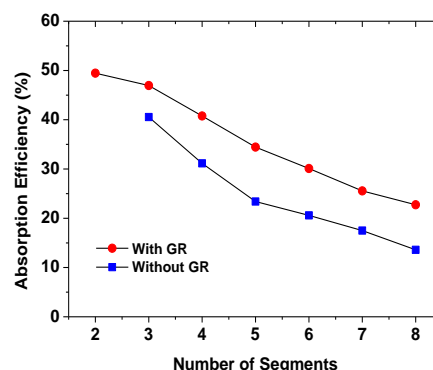
نمایه تابش جذبی محاسبه شده در مقطع عرضی و طولی در راستای میله لیزر برای آرایش ۴ وجهی در شکل ۶ آورده شده است. شکل ۷ تابش گسیلی از سطح LED و مقدار تابش جذب شده در محیط فعال برای ساختارهای چند وجهی و همچنین ساختار ساده فاقد بازتابنده های هدایت کننده پرتو را نشان می دهد که مزیت بیشتر ساختار مذکور را برای هدایت تابش ها به سوی محیط فعال و جذب بیشتر تابش های منابع دمش به خوبی مشاهده می شود. با افزایش تعداد وجوه سامانه نوری، توان تابشی جذب شده با شیب ملایمی افزایش می یابد اما بازدهی

[3] B. Villars, E. S. Hill, C. G. Durfee. ; " Design and development of a highpower LED-pumped Ce:Nd:YAG laser" *Opt. Lett.* (2015)3049-3052.

[4] A. Barbet, F. Balembois, A. paul, J. P. Blanchot, A. L. Viotti; "Revisiting of LED pumped bulk laser: first demonstration of Nd:YVO4 LED pumped laser"; *Opt. let.* (2014) 6731-6734.

[۵] تاج‌آبادی، سمیرا؛ فرهید، امیرحسین؛ حکم آبادی، فائزه؛ نظری گلشن، اکبر؛ "تقویت کننده نوری چند عبوری Ce:Nd:YAG با دمش دیود نور گسیل"؛ بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، بهمن ۱۳۹۷، دانشگاه شیراز.

[6] C. Jung, J. Yi, B. Lee, S. Lee, J. Lim, W. Jung, K. Kim, "Lasing Characteristics of a LED-Pumped Nd:KGW Laser", *New Physics: Sae Mulli*, Vol.68, No. 4, pp. (2018) 477-485.



شکل (۸): بازدهی جذب تابش های گسیل یافته از سطح LED در محیط فعال برای ساختارهای بازتابنده چند وجهی.

## ۲- نتیجه گیری

در این مقاله آرایش هندسی ویژه ای به منظور دستیابی به بهترین جفت شدگی نوری میان منابع دمش دیود نور گسیل و محیط فعال لیزر Ce:Nd:YAG با در نظر گرفتن بیناب جذب و تابش در محیط فعال با استفاده از روش پرتویابی تصادفی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج محاسبات نشان می‌دهند که میزان تابش جذب شده با افزایش تعداد LED ها افزایش یافته اما به دلیل افزایش فاصله LED ها تا محیط فعال و بازتابش های مکرر پرتوها از سطوح بازتابنده ها بازدهی جذب کاهش می‌یابد. برای ابعاد معلوم میله لیزر، با تغییر قطر دایره مماس بر دهانه بازتابنده ها، گشودگی بهینه قریب به ۱۲ میلیمتر برای ساختار ۵ و ۶ وجهی بدست آمد که در این حال بازدهی جذب به ترتیب ۳۴ و ۳۰ درصد و توان جذب شده بیش از ۱۲۰ وات است که بهبودی بیش از ۴۰ درصد نسبت به آرایش ساده فاقد بازتابنده های هدایت کننده پرتو از خود نشان می‌دهد. بر پایه محاسبات ارائه شده اخیراً یک نمونه بازتابنده ۵ وجهی با لایه نشانی نقره ساخته شد که ویژگی های آن برای دمش محیط فعال Ce:Nd:YAG تحت بررسی تجربی قرار دارد.

## مرجع ها

- [1] M. Tarkashvand, A.H. Farahbod, S.A. Hashemizadeh; "First demonstration of green and amber LED-pumped Nd:YAG laser."; *Laser Physics*. Vol. 28 (2018) 055801-7
- [2] P. Pichon, A. Barbet, D. Blengino, D. Legavre, T. Gallinelli, F. Druon, J.P. Blanchot, F.Balembois, S. Forget, S. Chénais, P.Georges; "High-radiance light sources with LED-pumped luminescent concentrators applied to pump Nd:YAG passively Q-switched laser" *Optics and Laser Technology*. (2017)7-12.

Aug. 17-19, 2019

## نانولایه‌ی پلاستیک شیشه روی نانوذره‌های نقره محصول برهم‌کنش باریکه‌ی پرشده لیزر $Ar^+$ با شیشه‌های تبادل‌یون شده $Na^+/Ag^+$

علی اکبر آهانگری<sup>۱</sup>، محمد دهقان نیری<sup>۱</sup>، حمیدرضا خالصی‌فرد<sup>۱</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۲،۳</sup>

<sup>۱</sup> زنجان، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، دانشکده‌ی فیزیک، \*ahangary.a@gmail.com

<sup>۲</sup> اردبیل، دانشگاه محقق اردبیلی، دانشکده‌ی فیزیک

<sup>۳</sup> نمین، دانشگاه فن‌آوری‌های نوین سبلان، دانشکده‌ی علوم مهندسی

**چکیده:** باریکه‌ی پرشده لیزر  $Ar^+$  یون‌های نقره را در بستر شیشه‌های تبادل‌یون شده  $Na^+/Ag^+$  احیا می‌کند و از این اتم‌ها نانوذرات نقره تشکیل می‌شوند. در منطقه‌ی برهم‌کنش در مقیاس میکروسکوپی تنش زیادی ایجاد می‌شود. این تنش بر روی فاز باریکه‌ی عبوری از آن منطقه اثر گذاشته و قطبش آن را می‌چرخاند. این تنش‌ها در مقیاس نانومتری نیز ایجاد می‌شوند. اندازه‌ی آنها به قدری بالا است که در اطراف نانوذرات نقره، نانوپوسته‌ای از شیشه ایجاد می‌شود. با بررسی جنس پراکندگی توسط این نانوذره‌ها در رژیم می، ویژگی نانوپوسته‌ی پلاستیکی را تحلیل می‌کنیم.

**کلید واژه:** برهم‌کنش لیزر، تبادل‌یون، طیف پلاسمون سطحی، نانوذره، نانولایه‌ی پلاستیک

## Plastic Nanolayer of Glass over Silver Nanoparticles Produced in the Interaction of High-intensity $Ar^+$ -laser Beam with $Ag^+/Na^+$ Ion-exchanged Glasses

Ali Akbar Ahangary<sup>1, \*</sup>, Mohammad Dehghan Niry<sup>1</sup>, Hamid Reza Khalesifard<sup>2</sup>, and Yashar Azizian-Kalangaragh<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran, \*ahangary.a@gmail.com

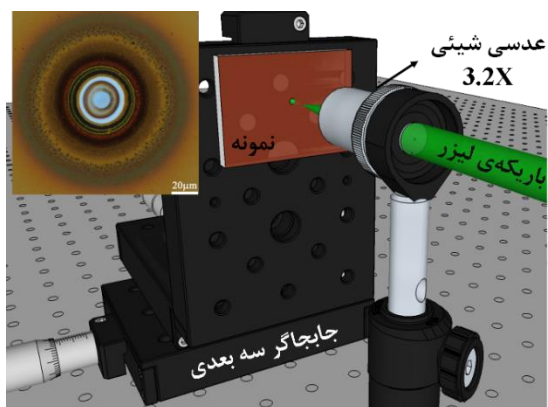
<sup>2</sup> Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran

<sup>3</sup> Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

**Abstract-** The high-intensity  $Ar^+$ -laser beam reduces silver ions in the matrix of  $Ag^+/Na^+$  ion-exchanged glasses and the nanoparticles are formed from these atoms. High tension is produced in microscopic scale at the interaction area. This tension affects the phase of the beam and rotates its polarization. These tensions is being produced in nanometer scale too. Their magnitude is high enough that there are produced nanoshell of glass around the nanoparticles. Investigating the type of scattering by these nanoparticles in Mie regime, we analyze the plastic nanolayer specifications.

**Keywords:** Laser interaction, Ion-exchange, Surface plasmon spectrum, Nanoparticle, Plastic nanolayer



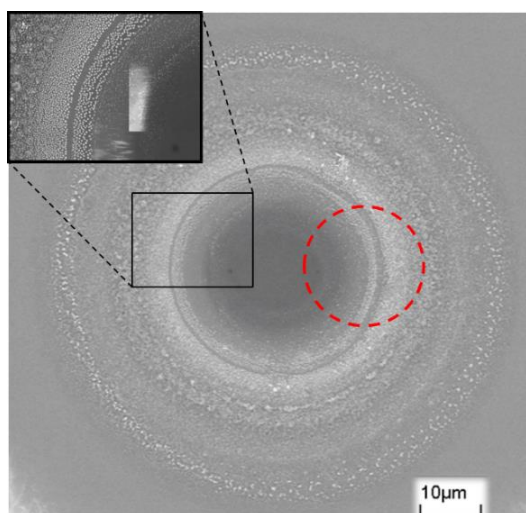


شکل ۱۴) چیدمان برهم کنش لیزر با شیشه‌ی تبادل یون شده.

## ۱- مقدمه

شیشه‌های تبادل یون شده، یکی از بسترهای مرسوم برای تولید نانوذره‌های مختلف است [1,2]. برهم کنش لیزر با این شیشه‌ها نیز یکی از روش‌های تولید نانوذره‌ها است [3, 4]. به علت جذب باریکه‌ی لیزر در بستر شیشه، نانوذره‌ها به واسطه‌ی احیای نوری<sup>۱</sup> یون‌ها ایجاد می‌شوند و پس از انبوهش<sup>۲</sup> با پدیده‌ی پخش<sup>۳</sup> به سمت سطح حرکت می‌کنند [5]. علاوه بر ضریب شکست بستر، توزیع، شکل و اندازه‌ی نانوذرات در تشدید پلاسمون سطحی اثر گذار است [2, 6]. کوانتای حرکت همدوس در پای الکترون آزاد فلزی در نانوذرات در اثر برهم کنش با موج الکترومغناطیسی در سطح و فصل مشترک ذره با دی‌الکتریک صورت گیرد. پلاسمون سطحی می‌نامند [7]. از طرفی به علت اختلاف دمای زیاد بین منطقه‌ی برهم کنش لیزر و بیرون آن، انبساط و تنش موضعی ایجاد می‌شود و دو فرایند عدسی‌شدگی گرمایی و دوشکستی گرم‌آزاد را به وجود می‌آورد [8]. در این مقاله اثر اندازه‌ی میانگین نانوذره‌های تولید شده از برهم کنش باریکه‌ی لیزر  $Ar^+$  با شیشه‌های تبادل یون شده‌ی  $Ag^+/Na^+$  بر روی تشدید پلاسمون سطحی بررسی می‌شود. طیف تشدید پلاسمون سطحی با استفاده از دستگاه طیف‌سنج نوری UV-Vis-NIR ثبت شده است. محاسبه‌ی اندازه‌ی میانگین ذره‌ها با پردازش تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی ( $SEM^4$ ) توسط کد استخراج اندازه‌ی میانگین ذره‌ها ( $PARSEC^5$ ) در نرم‌افزار MATLAB انجام می‌شود. با استفاده از پدیده‌ی پراکندگی می، رابطه‌ی بین اندازه‌ی نانوذره‌های موجود در یک بستر همگن شیشه و طیف خاموشی بررسی می‌شود.

تصویر داخلی شکل ۱۴، محل برهم کنش را برای نمونه‌ی تولید شده در توان  $2.3W$  زیر میکروسکوپ نشان می‌دهد. اندازه‌ی لکه‌ی لیزر در روی نمونه  $20\mu m \sim$  است. اندازه‌ی خط مقیاس در تصویر داخلی  $20\mu m$  است. تصاویر SEM از محل برهم کنش توزیع نانوذره‌ها را در این منطقه نشان می‌دهند (شکل ۱۵). با استفاده از ابزار جانبی دست‌ساز می‌توانیم از طیف‌سنج به عنوان میکروطیف‌نگار نوری ( $\mu SPM^6$ ) استفاده کنیم [9]. با کمک این ابزار می‌توانیم طیف منطقه‌ای به قطر  $20\mu m$  را ثبت کنیم (دایره‌ی خط چین در شکل ۱۵). نمونه‌ای از طیف جذبی برای مناطق مختلف طیف‌گیری از محل برهم کنش در توان  $2.3W$  در شکل ۱۶ آورده شده است. لازم به ذکر است که از آنجایی که توزیع نانوذره‌ها به صورت محوری همگن در نظر گرفته می‌شود، طیف‌های رسم شده، میانگین طیف‌های مناطق متناظر با فاصله‌ی یکسان در داخل لکه نوری SPM هستند.



شکل ۱۵) تصویر SEM از محل برهم کنش.

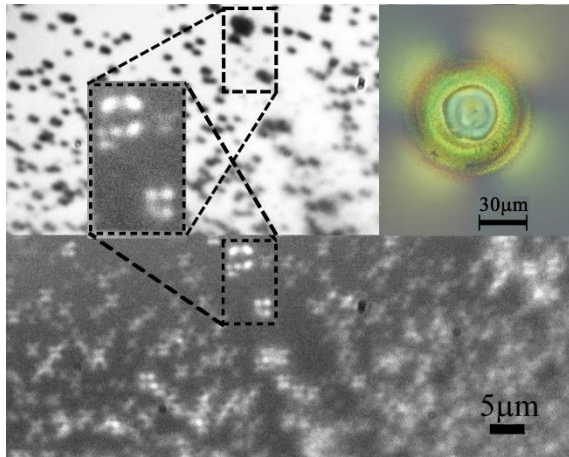
## ۲- ساخت نمونه‌ها و آزمایش‌ها

شیشه‌های تبادل یون شده‌ی  $Ag^+/Na^+$  با عملیات حرارتی ۴ ساعته در دمای  $400^\circ C$  بر روی شیشه‌ی سودالایم به دست می‌آید. قبل از این کار، شیشه‌ها در ابعاد  $25 \times 35 \text{ mm}^2$  برش داده می‌شوند. ضخامت شیشه‌ها ۱ الی ۲ میلی‌متر است. پس از شستشو با صابون، اسید سولفوریک و آب مقطر به صورت جداگانه، و خشک کردن شیشه‌ها، مخلوط پودر نمک فلزی  $AgNO_3/NaNO_3$  با درصد وزنی  $4/96$  بر روی شیشه پاشیده می‌شود. نمونه‌ها بعد از خارج شدن از کوره و سرد شدن بار دیگر با صابون، اسیدهای نیتریک و سولفوریک و آب مقطر شستشو و خشک می‌شوند. سپس مطابق چیدمان شکل ۱۴ باریکه‌ی پرشدت لیزر  $Ar^+$  در طول موج  $532 \text{ nm}$  در توان‌های  $1.0W$  الی  $2.3W$  با گام‌های  $0.1W$  به مدت  $60s$  به نمونه‌ها تابانده شد.

<sup>4</sup>Scanning Electron Microscope  
<sup>5</sup> PARTicle Size Extracting Code  
<sup>6</sup> micro-spectrophotometer

<sup>1</sup> photo-reduction  
<sup>2</sup> aggregation  
<sup>3</sup> diffusion





شکل ۱۸) تصویر انبوه‌ها در حوالی مرکز نقطه‌ی برهم‌کنش در داخل بستر شیشه در مد میکروسکوپی عبوری (بالا) و قطبشی (پایین). در تصویر بزرگ‌شده‌ی مربع خط‌چین می‌توان طرح کونوسکوپیکی در اطراف نانوذره‌ها را مشاهده کرد.

محاسبات ما نشان می‌دهد حین رشد نانوذرات در اطراف ناحیه برهم‌کنش که دمای نمونه برای ذوب شیشه کافی نیست، تنش می‌تواند به ۸ GPa برسد [12, 13]. علاوه بر آن این تنش برای ایجاد یک لایه پلاستیک در اطراف نانوذره کافیست. شعاع پوسته‌ی پلاستیکی،  $r_p$  نسبت به شعاع نانوذره،  $a$ ، از رابطه‌ی

$$\frac{r_p}{a} = \left[ \frac{E}{\nu(1-\nu)Y} \right]^{1/3} \quad (1)$$

به دست می‌آید. در این رابطه  $E$ ،  $\nu$  و  $Y$  به ترتیب مدول یانگ، نسبت پواسون و استحکام تسلیم شیشه هستند. با توجه به اینکه برای شیشه‌های سودا-لایم  $\nu = 0.23$ ،  $E = 72 \text{ GPa}$  و  $Y = 4.7 \text{ GPa}$  است [14, 15]،  $r_{sh} \approx 2a$ ، مقدار تنش شعاعی،  $\zeta_{rr}$ ، و سمتی،  $\zeta_{\theta\theta}$  نیز با روابط زیر به دست می‌آیند:

$$p(a) = -\zeta_{rr} = \frac{2Y}{3} \left[ 1 + \ln \left( \frac{r_p}{a} \right)^3 \right], \quad (2)$$

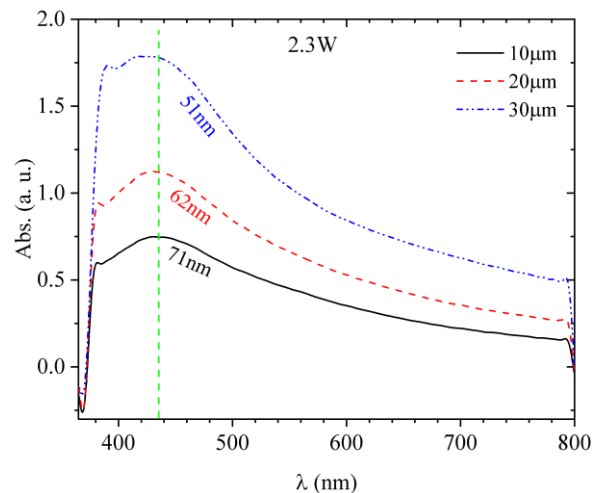
$$\zeta_{\theta\theta}(r) - \zeta_{rr}(r) = Y. \quad (3)$$

با استفاده از رابطه‌ی ایتو-الاستیکی ضریب شکست به صورت

$$\begin{cases} n_{rr}(r) = n_m + C_1 \zeta_{rr}(r) + 2C_2 \zeta_{\theta\theta}(r), \\ n_{\theta\theta}(r) = n_m + C_1 \zeta_{\theta\theta}(r) + 2C_2 [\zeta_{\theta\theta}(r) + \zeta_{rr}(r)]. \end{cases} \quad (4)$$

که در آنها  $n_m$  ضریب شکست محیط،  $C_1 = -0.06/TPa$  و  $C_2 = 2/96/TPa$  مقادیر ثابت هستند [15]. اختلاف ضرایب شکست سمتی،  $n_{\theta\theta}$ ، و شعاعی،  $n_{rr}$ ، را  $0.01$  به دست می‌آوریم.

برای بررسی رفتار طیف تشدید پلاسمونی نانوذرات به شعاع  $a$  که با پوسته‌ی شیشه‌ای به شعاع  $r_{sh}$  پوشانده شده است از روش پراکندگی می و نرم‌افزار MiePlot [16] ضریب بازده خاموشی  $Q_{ext}(\lambda, a, r_{sh})$  هر ذره را حساب می‌کنیم (شکل ۱۹).

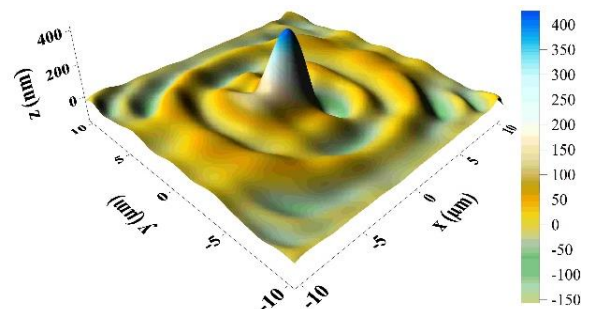


شکل ۱۶) جابجایی طول موج تشدید پلاسمونی در مناطق مختلف محل برهم‌کنش در توان ۲/۳ W نسبت به فاصله از مرکز و اندازه‌ی میانگین ذره‌ها. خط چین قائم جهت هدایت چشم است.

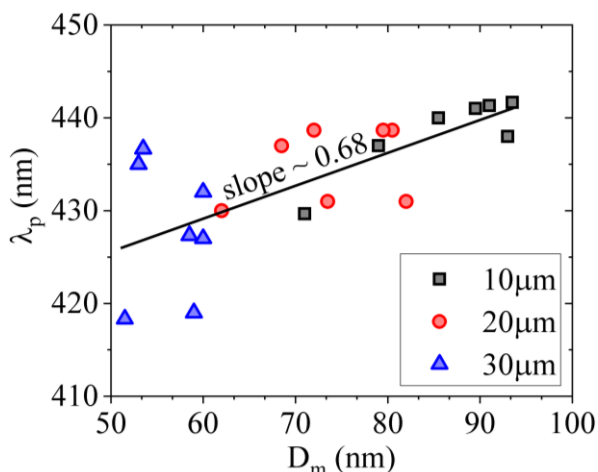
در صورتی که از نمایه‌ی سطح چنین منطقه‌ی برهم‌کنشی را با استفاده از میکروسکوپی میراثو استخراج کنیم مشاهده می‌کنیم که در مرکز محل برهم‌کنش بیشترین واشکلی رخ داده است [5]. این منطقه در تصاویر SEM خالی از ذره نشان داده می‌شود. در صورتی که این منطقه را در زیر میکروسکوپ قطبشی مشاهده کنیم، هم در ابعاد میکرومقیاس (کل ناحیه‌ی برهم‌کنش) و هم در ابعاد نزدیک به نانومقیاس ناهمسانگردی اپتیکی را به صورت طرح‌های کونوسکوپیکی می‌توان مشاهده کرد (شکل ۱۸) که نشان‌دهنده‌ی تنش زیاد است.

### ۳- مدل پیشنهادی

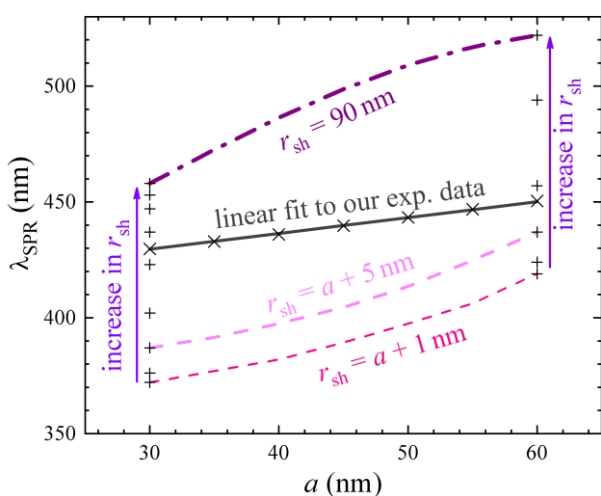
ثابت شده است که برهم‌کنش باریکه‌ی پرشدت لیزر  $Ar^+$  با شیشه‌های تبادل یون شده تنش‌ها و متعاقباً ضرایب دی‌الکتریک و راه نوری ناحیه‌ی برهم‌کنش را تغییر می‌دهد. در نتیجه‌ی دوشکستی با بار توپولوژیکی ۱ (دارای تقارن استوانه‌ای) ایجاد می‌شود و فاز نور در عبور از محل برهم‌کنش از تکانه‌ی زاویه‌ای مداری صفر (قطبش دایروی) به  $l = \pm 2$  تغییر می‌کند که به موجب آن قطبش دایروی نیز از راستگرد به چپگرد تبدیل می‌شود (و یا برعکس) [10, 11].



شکل ۱۷) نمایه‌ی سه بعدی از سطح محل برهم‌کنش [5].



شکل ۲۰) رفتار قله‌های تشدید پلاسمونی نسبت به قطر نانوذره‌ها.



شکل ۲۱) جابجایی قله‌های تشدید پلاسمون سطحی با تغییر شعاع نانوذره. نمودارهای خط‌چین، نتایج روش ۱، نمودار نقطه‌خط، نتایج روش ۲، (+) مقادیر  $\lambda_{SPR}$  را برای  $a = 30 \text{ nm}$  (چپ) و  $a = 60 \text{ nm}$  (راست) نشان می‌دهد. خط ممتد خط برازش شده بر روی داده‌های تجربی است (شکل ۲۰) و (x) مقادیر  $\lambda_{SPR}$  برای روش ۳ است که از شبیه‌سازی به دست آمده‌اند.

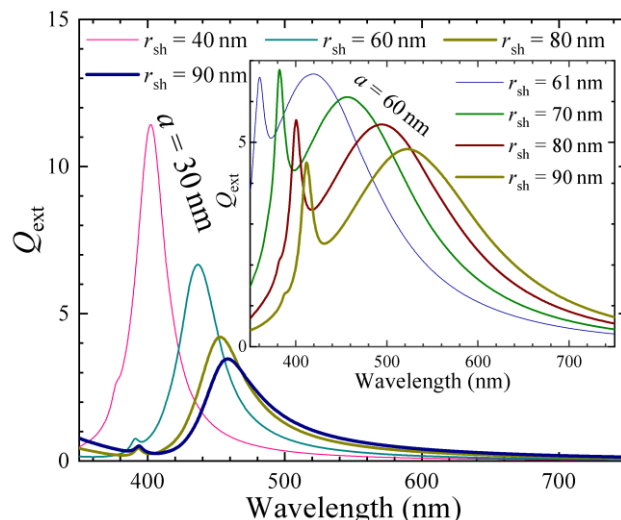
با توجه به آنچه در شکل ۲۱ مشاهده می‌کنیم هیچ‌یک از روش‌های ۱ و ۲ برای رشد نانوذره‌ها و پوسته‌ی آنها با نتایج تجربی سازگار نیستند. نتایج حاصل از روش ۳ سازگاری خوبی با نتایج تجربی نشان می‌دهد. همانگونه که گفته شد در این روش پوسته‌ی تشکیل شده بر روی نانوذره‌ها با رشد نانوذره‌ها حجم خود را حفظ می‌کند. به بیان دیگر

$$V_{sh} = \frac{4\pi}{3}(r_{sh}^3 - a^3)$$

مقدار ثابتی است.

مراجع

[1] S. I. Najafi, *Introduction to Glass Integrated Optics*, Boston: Artech House, 1992.



شکل ۱۹)  $Q_{ext}$  برای دو نانوذره نوعی با پوسته‌های مختلف از روی نظریه‌ی می محاسبه شده است.

#### ۴- بحث و نتیجه

در اثر برهم‌کنش باریکه‌ی پرشدت لیزر با شیشه‌های تبادل یون شده‌ی سودا-لایم واشکلی ایجاد می‌شود که با میکروسکوپ‌های قطبشی و تداخل‌سنج میراثو قابل مشاهده می‌شود. منشأ این واشکلی ایجاد تنش‌های گرم‌آزاد است. از طرفی تصاویر کونوسکوپی

از نانوذره‌ها وجود تنش در اطراف آنها را نیز نشان می‌دهد که با محاسبات مربوط به تشکیل نانوپوسته‌ی پلاستیکی از شیشه در حین رشد نانوذره‌ها در بستر شیشه در توافق است [رابطه‌ی (۴)]. محل قله‌های تشدید پلاسمون سطحی نسبت به میانگین قطر نانوذره‌ها در مناطق مختلف طیف‌گیری (فواصل متفاوت از محور باریکه)، جابجایی سرخ نشان می‌دهند (شکل ۲۰). در شبیه‌سازی ضریب بازده خاموشی،  $Q_{ext}$  برای مطالعه‌ی قله‌ی تشدید پلاسمون سطحی، سه حالت را برای شرایط پوسته‌ی پلاستیکی بررسی می‌کنیم: (۱) ضخامت پوسته با رشد نانوذره ثابت بماند، (۲) شعاع خارجی پوسته ثابت مانده و با رشد نانوذره ضخامت آن کم شود، (۳) حجم پوسته ثابت بماند. نتایج هر سه حالت در شکل ۲۱ خلاصه شده است.

- Toughness: I, Direct Crack Measurements," J. Am. Ceram. Soc., vol. 64, no. 9, pp. 533-538, 1981.
- [15] W. C. Oliver and G. M. Pharr, "An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiment," Journal of Materials Research, vol. 7, no. 6, pp. 1564-1583, 1992.
- [16] P. Laven, "MiePlot, version 4.6.07 Software," 2017. [Online].  
<http://www.philiplaven.com/mieplot.htm>.
- [17] J. Feng, *et al.*, "Microstructural characterization and optical polarization of glass with needle-like micro-nano silver oriented arrangement," Opt. Commun., vol. 281, no. 19, pp. 5041-5044, 2008.
- [2] U. Kreibig and M. Vollmer, **Optical properties of metal clusters**, Springer Science & Business Media, 2013.
- [3] J. Mostafavi Amjad, *et al.*, "Laser-induced radial birefringence and spin-to-orbital optical angular momentum," Applied Physics Letters, vol. 99, no. 1, pp. 011113-011113, 2011.
- [4] A. Miotello, *et al.*, "Formation of silver nanoclusters by excimer-laser interaction in silver-exchanged soda-lime glass," Applied Physics Letters, vol. 79, no. 15, p. 2456, 2001.
- [5] M. D. Niry, *et al.*, "Formation of silver nanoparticles inside a soda-lime glass matrix in the presence of a high intensity Ar<sup>+</sup> laser beam," Journal of Applied Physics, vol. 111, no. 3, p. 033111, 2012.
- [6] K. Kelly, *et al.*, "The optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment," The Journal of Physical Chemistry B, vol. 107, no. 3, pp. 668-677, 2003.
- [7] D. Sarid and W. Challener, **Modern Introduction to Surface Plasmons: Theory, Mathematica Modeling, and Applications**, Cambridge University Press, 2010.
- [8] W. Koechner, **Solid-state Laser Engineering**, Springer, 1996.
- [9] ع. قاسم پور، اثر باریکه‌ی لیزر Ar<sup>+</sup> بر تشکیل انبوه‌های نقره در بستر شیشه، پایان‌نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ۱۳۸۴.
- [10] A. Nahal and F. Moslehirad, "Laser-induced Anisotropy in Ag<sup>+</sup>-doped Glasses," Journal of Materials Science, vol. 42, no. 21, pp. 9075-9082, 2007.
- [11] A. Ahangary, *et al.*, "Dynamics of laser-induced radial birefringence in silver-doped glasses," Optics letters, vol. 40, no. 17, pp. 4062-4065, 2015.
- [12] J. Chakrabarty, **Theory of Plasticity**, Elsevier Butterworth-Heinemann, 2006.
- [13] H. Ji, *et al.*, "Densification of window glass under very high pressure and its relevance to Vickers indentation," Scripta Materialia, vol. 55, no. 12, pp. 1159-1162, 2006.
- [14] G. Antsis, *et al.*, "A Critical Evaluation of Indentation Techniques for Measuring Fracture

## تهیه نانوساختار اکسیدبیس‌موت و بررسی تأثیر آرایش منبع مولیبدن بر خواص اپتیکی و ساختاری آن

مریم گل خیری طالب قشلاقی<sup>۱,۲</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۱,۲</sup>، غلامرضا پیرقلی گیوی<sup>۲</sup>

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران<sup>۱</sup>

گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری های نوین، دانشگاه فناوری های نوین سبلان، نمین، ایران<sup>۲</sup>

**چکیده:** در این تحقیق، تأثیر میزان آرایش منبع مولیبدن بر خواص ساختاری و اپتیکی نانوساختار اکسیدبیس‌موت تهیه شده به کمک امواج فراصوت مورد بررسی قرار گرفته است. با استفاده از الگوی پراش پرتو ایکس (XRD)، خواص ساختاری نمونه‌های تهیه شده مورد بررسی قرار گرفته و میانگین اندازه نانوذرات با استفاده از رابطه دبی-شیرر محاسبه گردیده است. نتایج پراش پرتو ایکس نشان داد که نانوساختار اکسیدبیس‌موت در ساختار مونوکلینیک متبلور شده است. همچنین نتایج الگوی پراش پرتو ایکس نشان داد که با افزایش آرایش منبع مولیبدن به اکسیدبیس‌موت، سهم اتم‌های مولیبدنیوم در ساختار اکسیدبیس‌موت افزایش یافته است. خواص اپتیکی نانوساختارهای تهیه شده از طریق طیف‌سنجی مرئی-فرابنفش (UV-Vis) مورد بررسی قرار گرفته و مقدار گاف انرژی نانوساختار اکسیدبیس‌موت برابر ۲/۴ الکترون ولت بدست آمد. ریخت‌شناسی نانوساختارها از طریق تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) مورد بررسی قرار گرفت. تصاویر SEM نشان داد که نانوساختارهای اکسیدبیس‌موت و اکسیدبیس‌موت آلیاژ شده با مقادیر مختلف منبع مولیبدن به ترتیب به صورت مکعبی و کروی شکل تشکیل یافته‌اند.

**کلید واژه:** امواج فراصوت، نانوذرات اکسیدبیس‌موت، میزان آرایش، مولیبدن، خواص ساختاری و اپتیکی.

## Preparation of Bismuth Oxide Nanostructures and Investigation of the Effect of Mo Source on Their Optical and Structural Properties

Maryam Golkheiri-Talebgheshlaghi, Yashar Azizian-Kalandaragh<sup>1,2</sup>, Gholamreza Pirgholi-Givi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P.O. Box 179, Ardabil, Iran

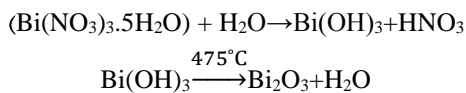
**Abstract** - In this research, the effect of the Mo doping on the structural and optical properties of bismuth oxide prepared by ultrasound-assisted method have been investigated. The structural properties of the samples have been characterized by X-ray diffraction (XRD) and the mean nano crystallite size were estimated by Debye-Scherrer method. The obtained results of the XRD characterization confirms the formation of bismuth oxide nanostructures with crystalline monoclinic form. Also, it is clear from XRD patterns, with by increasing the Mo sources, the Mo rations in bismuth oxide increases. Optical properties of the prepared nanostructures have been investigated by UV-Vis spectroscopy and the band gap of the prepared sample were calculated (2.4 eV). The morphology of the nanostructures using SEM images shows bismuth oxide nanostructures with different Mo amounts formation cubic and spherical shapes.

**Keywords:** ultrasonic waves, bismuth oxide nanoparticles, amount of doping, Molybdenum, electrical and optical properties

است. همچنین برای بررسی خواص اپتیکی نمونه ها از دستگاه طیف سنجی مرئی-فرابنفش Shimadzu مدل UV-1800 استفاده شده است.

### ۲-۳- تهیه نانوذرات اکسید بیسموت

برای تهیه هیدروکسید بیسموت، ۰٫۹۷ گرم بیسموت نیترات در ۲۰ میلی-لیتر آب مقطر حل شد تا محلول ۰٫۲ مولار آن تشکیل شود. محلول بدست آمده شیری رنگ بوده و دارای pH یک بود. سپس محلول حاصله به مدت ۳۰ دقیقه تحت تابش امواج فراصوت قرار گرفت. محلول نهایی ۵ بار توسط آب دوبار تقطیر شستشو داده شد و در دمای اتاق خشک شد. بدین ترتیب نانوپودر هیدروکسید بیسموت بدست آمد. در ادامه جهت تبدیل فاز هیدروکسید به اکسید بیسموت نانوپودر بدست آمده به مدت ۱ ساعت و در دمای ۴۷۵ درجه سانتی-گراد درون کوره قرار گرفت. مراحل شیمیایی تهیه و تبدیل فاز نانوساختار اکسید بیسموت در زیر آمده است.

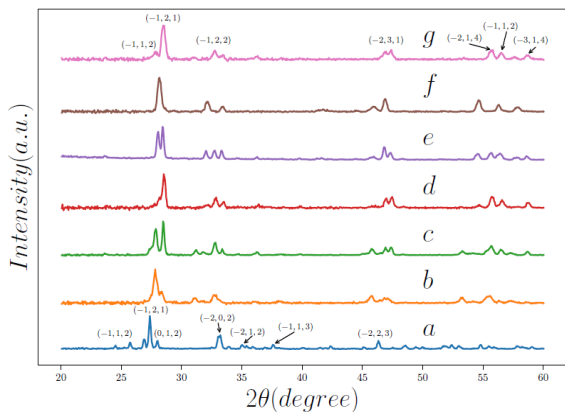


برای تهیه نانوساختارهای اکسید بیسموت آلاینده شده با غلظت‌های مختلف منبع مولیبدن، محلول‌های ۲، ۴، ۶، ۸، ۱۰ و ۱۲ میلی‌لیتر سدیم مولیبدن دی‌هیدرات ( $\text{Na}_2\text{MoO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ) با غلظت ۰٫۲ مولار بصورت جداگانه تهیه شده و با محلول ۰٫۲ مولار بیسموت نیترات ترکیب شد. بقیه مراحل سنتز مشابه روش مذکور برای تهیه هیدروکسید-بیسموت انجام شد.

### ۳-۳- بحث و نتایج

#### ۳-۳-۱- نتایج پراش پرتو ایکس

شکل ۱ الگوی پراش پرتو ایکس مربوط به نانو ساختارهای اکسید بیسموت و اکسید بیسموت آلاینده شده با غلظت‌های متفاوت ۲ تا ۱۲ میلی‌لیتر منبع مولیبدن را نشان می‌دهد.



شکل ۱: الگوی پراش (a) اکسید بیسموت خالص، اکسید بیسموت آلاینده شده با (b) ۲ میلی‌لیتر، (c) ۴ میلی‌لیتر، (d) ۶ میلی‌لیتر، (e) ۸ میلی‌لیتر، (f) ۱۰ میلی‌لیتر و (g) ۱۲ میلی‌لیتر منبع مولیبدن.

### ۱- مقدمه

در چند دهه‌ی اخیر، نانوساختارهای نیم‌رسانا، مخصوصاً نانوساختارهای اکسید فلزی بخاطر ویژگی‌های جالب و گسترده آن‌ها در زمینه‌های مختلف از قبیل الکترونیک، محیط‌زیست، پزشکی و غیره مورد تحقیق و مطالعه قرار گرفته‌اند. در میان نانوساختارهای اکسید فلزی، نانوساختارهای اکسیدهای عناصر کمیاب حاکی به خاطر داشتن چگالی، نقطه ذوب، هدایت گرمایی و رسانش بالا و همچنین ویژگی‌های منحصر بفرد فیزیکی و شیمیایی ناشی از الکترون‌های اوربیتال ۴f و کاربردهایی در زمینه کاتالیست، اپتیک غیر خطی، دستگاه‌های ذخیره انرژی و اطلاعات، الکترونیک، صنایع دارویی، بیو داروها و زمینه کشاورزی مورد توجه قرار گرفته‌اند [۱]. اکسید بیسموت به علت داشتن گاف انرژی بزرگ (در حدود ۲ تا ۴ الکترون ولت) [۲]، ضریب شکست و ضریب‌دی‌الکتریک بالا [۳] دارای کاربرد گسترده‌ای در صنایع الکترونیک و اپتیک می‌باشد. از کاربردهای اکسید بیسموت ( $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ) می‌توان به استفاده آن در ساخت قطعات ترموالکتریکی [۴]، ابرخازن‌ها [۵]، سنسورها [۶]، قطعات اپتوالکترونیکی [۷] و استفاده به عنوان فوتوکاتالیست [۸] اشاره نمود. اکسید بیسموت دارای چگالی ۸٫۹ گرم بر سانتی‌متر مکعب، جرم مولی ۴۶۵٫۹۶ گرم بر مول، دمای جوش ۱۸۹۰ درجه سانتی‌گراد و دمای ذوب ۸۱۷ است [۹]. روش‌های مختلفی برای تهیه اکسید بیسموت گزارش شده است که از جمله این روش‌ها می‌توان به روش سل-ژل [۱۰]، حمام شیمیایی [۱۱]، شعله اسپری پیرولیز [۱۲]، پلی یول [۱۳]، امواج مایکروویو [۱۴]، اکسیداسیون در دمای پایین [۱۵]، هیدروترمال [۱۶] و شیمی صوتی [۱۷] اشاره کرد. در این پژوهش از روش شیمی صوتی به دلیل داشتن مزایایی از قبیل سهولت طراحی، دمای تبلور پایین، سرعت و بازده بالا [۱۸] نسبت به سایر روش‌ها برای تهیه نانوساختارهای اکسید-بیسموت استفاده شده است. همچنین تأثیر میزان آلاینده مولیبدن بر خواص اپتیکی و ساختاری اکسید بیسموت بررسی شده است.

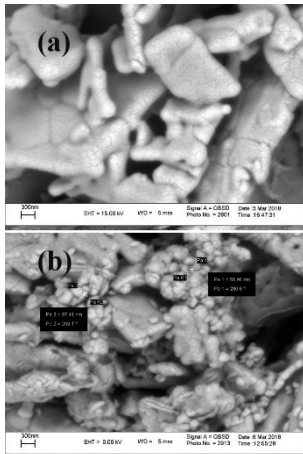
### ۲- بخش تجربی

#### ۳-۱- مواد و دستگاه‌های مورد استفاده

پیش‌ماده‌های مورد استفاده جهت تهیه نانوساختار اکسید بیسموت شامل بیسموت نیترات ( $\text{Bi(NO}_3)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ )، آب مقطر و سدیم مولیبدن دی-هیدرات ( $\text{Na}_2\text{MoO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ) بودند. همچنین از دستگاه اولتراسونیک ساخت ایران (شرکت فاین نصیر) برای تهیه این نانوساختارها استفاده شده است. مطالعه خواص ساختاری نانوساختارهای تهیه شده از طریق الگوهای پراش اشعه‌ی ایکس دستگاه Philips (X-Pro) ساخت هلند با اسکن  $1^\circ/\text{min}$  (و منبع تولید اشعه‌ی ایکس Cu-K $\alpha$  با طول موج ۱٫۵۴ آنگستروم در محدوده  $2\theta = 10^\circ - 80^\circ$ ) صورت گرفته است. بررسی ریخت-شناسی نانوساختارهای تهیه شده از طریق تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی تهیه شده با دستگاه LEO 1430VP (ساخت آلمان) انجام گرفته



مکعبی شکل بوده و نانوخوشه‌ها دارای اندازه‌ی تقریبی ۲ تا ۲٫۵ میکرون می‌باشند. در شکل ۲(b) مشاهده می‌شود که نانوساختارهای آلاینده



شده با غلظت ۲ میلی لیتر بصورت کروی شکل بوده و بر روی بستر اکسیدبیسیموت قرار گرفته‌اند.

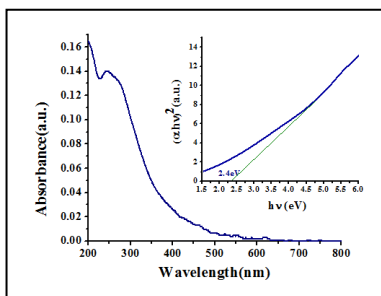
شکل ۲(a): تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی اکسیدبیسیموت خالص، ۲(b): اکسیدبیسیموت آلاینده شده با ۲ میلی لیتر منبع - مولیدن.

### ۵-۳- طیف سنجی جذبی مرئی - فرابنفش

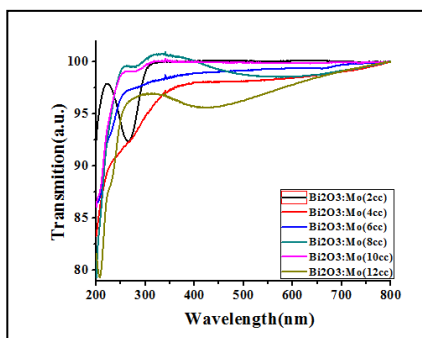
شکل ۳ مربوط به طیف جذبی و نمودار گاف انرژی نانوساختار اکسید-بیسیموت، و شکل ۴ مربوط به طیف عبوری نمونه‌های تهیه شده می‌باشد. مقدار گاف انرژی نانوساختارهای تهیه شده از طریق رابطه زیر محاسبه شده است.

$$ahv = \beta(hv - E_g)^n \quad (2)$$

در این رابطه  $\alpha$  ضریب جذب اپتیکی،  $h\nu$  انرژی فوتون،  $\beta$  ثابت تناسب،  $n = 1/2$  برای گذار مستقیم و  $n = 2$  برای گذار غیر مستقیم می‌باشد.



شکل ۳: طیف جذبی نانوساختار اکسیدبیسیموت خالص.



شکل ۱(a) مربوط به الگوی پراش پرتو ایکس  $Bi_2O_3$  خالص و شکل‌های ۱(b) تا ۱(f) مربوط به الگوی پراش پرتو ایکس نانوساختار اکسید-بیسیموت آلاینده شده با غلظت‌های مختلف منبع مولیدن است. حضور صفحات  $(-1, 0, 3)$ ،  $(-2, 1, 2)$ ،  $(-2, 0, 2)$ ،  $(0, 1, 2)$ ،  $(-1, 2, 1)$ ،  $(-1, 1, 2)$  و  $(-2, 2, 3)$  در شکل ۱(a) دلالت بر تشکیل فاز مونوکلینیک اکسید-بیسیموت با گروه فضایی P21/c و شماره گروه فضایی ۱۴ دارد که با داده‌های نظری کارت استاندارد (ICSD ۰۰۵۳-۲۷) [۱۹] در توافق کامل می‌باشد. با آلیش اکسیدبیسیموت با منبع مولیدن، اتم مولیدنیوم ساختار اکسیدبیسیموت شده و ساختار اکسیدبیسیموت مولیدنیوم ( $Bi_2MoO_6$ ) با فاز اورتورومبیک با گروه فضایی Pna21 و شماره گروه فضایی ۳۳ مطابق با داده‌های نظری کارت استاندارد (۷۰۷۰-ICSD ۰۱) [۲۰] تشکیل شده است. از مقایسه شکل‌های ۱(a) تا ۱(f) مشاهده می‌شود با آلیش میزان غلظت‌های مختلف منبع مولیدن، قله‌های اکسیدبیسیموت پهن‌تر، شدت قله‌ها کمتر و همچنین از درجه بلورینگی نانوبلورهای تهیه شده کاسته شده است. اندازه میانگین بلورک‌ها با استفاده از فرمول دبی-شرر محاسبه شده است:

$$D = k\lambda / \beta \cos \theta \quad (1)$$

که در این رابطه  $k$  ثابت شرر ( $\sim 0.9$ )،  $\lambda$  طول موج پرتو ایکس ( $1.5418 \text{ \AA}$ )،  $\theta$  زاویه مربوط به قله،  $\beta$  عرض در نصف بیشینه (FWHM) می‌باشد. اندازه میانگین بلورک‌ها در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱: میانگین اندازه نانوبلورک‌های مربوط به نانوساختارهای اکسیدبیسیموت خالص و اکسیدبیسیموت آلاینده شده با مقادیر متفاوت منبع مولیدن.

اندازه‌ی نانوبلورک-ها (نانومتر)	نام مواد
۷۴٫۴	اکسیدبیسیموت خالص
۷۵٫۴	اکسیدبیسیموت مولیدنیوم با غلظت ۲ میلی لیتر
۹۲٫۱	اکسیدبیسیموت مولیدنیوم با غلظت ۴ میلی لیتر
۹۳٫۲	اکسیدبیسیموت مولیدنیوم با غلظت ۶ میلی لیتر
۹۶٫۸	اکسیدبیسیموت مولیدنیوم با غلظت ۸ میلی لیتر
۸۸٫۹	اکسیدبیسیموت مولیدنیوم با غلظت ۱۰ میلی لیتر
۹۱٫۴	اکسیدبیسیموت مولیدنیوم با غلظت ۱۲ میلی لیتر

مطابق نتایج جدول ۱ مشاهده می‌شود با تغییر میزان آلیش منبع مولیدن، میانگین اندازه‌ی نانوبلورک‌ها تغییر یافته است.

### ۴-۳- میکروسکوپ الکترونی روبشی

شکل ۲(a) و ۲(b) تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نمونه‌های اکسیدبیسیموت خالص و اکسیدبیسیموت آلاینده شده با ۲ میلی لیتر منبع مولیدن را نشان می‌دهد. از مقایسه تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی می‌توان تأثیر میزان آلیش بر ریخت نانوساختارهای اکسید-بیسیموت را مشاهده کرد. در اکسیدبیسیموت خالص نانوساختارها تقریباً



[1] J.d.C. Carvalho, Mechanistic aspects of extracellular silver nanoparticles synthesis by filamentous fungi, in, 2014.

[2] M. Patil, V. Deshpande, S. Dhage, V. Ravi, Synthesis of bismuth oxide nanoparticles at 100 C, Materials letters, 2005, pp.2523-2525.

[3] A. Salazar-Pérez, M. Camacho-López, R. Morales-Luckie, V. Sánchez-Mendieta, F. Ureña-Núñez, J. Arenas-Alatorre, Structural evolution of Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> prepared by thermal oxidation of bismuth nano-particles, Superficies y vacío, 2005, pp. 4-8.

[4] C. Hoffman, J. Meyer, F. Bartoli, A. Di Venere, X. Yi, C. Hou, H. Wang, J.B. Ketterson, G. Wong, Semimetal-to-semiconductor transition in bismuth thin films, Physical Review B, 1993, pp.11431.

[5] L. Yu-Bao, L. Zhen, X.L. Ye, Development of bismuth- base high temperature superconducting DC cable [J], Physics, 2001.

[6] G.H. Hwang, W.K. Han, S.J. Kim, S.J. Hong, J.S. Park, H.J. Park, S.G. Kang, An electrochemical preparation of bismuth nanoparticles by reduction of bismuth oxide nanoparticles and their application as an environmental sensor, Journal of Ceramic Processing Research, 2009, pp.190-194.

[7] H. Yang, Y. Fan, M. Lin, B. Xu, Y. Chen, Structure and catalytic properties of Bi-Mo composite oxide catalyst for selective oxidation of propane, Chinese Journal of Catalysis, 2001, pp.515-519.

[8] Y. Azizian-Kalandaragh, F. Sedaghatdoust-Bodagh, A. Habibi-Yangjeh, Ultrasound-assisted preparation and characterization of  $\beta$ -Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanostructures: exploring the photocatalytic activity against rhodamine B, Superlattices Microstructures, 2015, pp.151-160.

[9] M. Mehring, From molecules to bismuth oxide-based materials: Potential homo-and heterometallic precursors and model compounds, Coordination Chemistry Reviews, 2007, pp. 974-1006.

[10] M. Anilkumar, R. Pasricha, V. Ravi, Synthesis of bismuth oxide nanoparticles by citrate gel method, Ceramics international, 2005, pp.889-891.

[11] P. Hajra, S. Shyamal, H. Mandal, P. Fageria, S. Pande, C. Bhattacharya, Photocatalytic activity of Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanocrystalline semiconductor developed via chemical-bath synthesis, Electrochimica Acta, 2014, pp.494-500.

[12] L. Mädler, S.E. Pratsinis, Bismuth oxide nanoparticles by flame spray pyrolysis, Journal of the American Ceramic Society, 2002, pp.1713-1718.

[13] H.-O. Jungk, C. Feldmann, Polyol mediated synthesis of sub-micrometer Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> particles, Journal of materials science, 2001, pp.297-299.

[14] Q. Huang, S. Zhang, C. Cai, B. Zhou,  $\beta$ -and  $\alpha$ -Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanoparticles synthesized via microwave-assisted method and their photocatalytic activity towards the

شکل ۴: طیف عبوری نانوذرات اکسیدبیسیموت به همراه غلظت‌های متفاوت منبع مولیبدن.

مقدار گاف انرژی از طریق طول از مبدأ نمودار گاف انرژی بدست آمده است که برای نانو ساختار اکسیدبیسیموت برابر  $2.4 \text{ eV}$  می-باشد. مقدار گاف انرژی مربوط به نمونه‌های تهیه شده در جدول ۲ آمده است.

جدول ۲: گاف انرژی نانو ساختارهای اکسیدبیسیموت آلائیده شده با

منبع مولیبدن با غلظت‌های متفاوت

گاف انرژی (الکترون ولت)	نام مواد
۲,۴	اکسیدبیسیموت خالص
۲,۲۵	اکسیدبیسیموت آلائیده شده با منبع مولیبدن با غلظت ۲ میلی‌لیتر
۲,۱	اکسیدبیسیموت آلائیده شده با منبع مولیبدن با غلظت ۴ میلی‌لیتر
۲	اکسیدبیسیموت آلائیده شده با منبع مولیبدن با غلظت ۶ میلی‌لیتر
۱,۹۵	اکسیدبیسیموت آلائیده شده با منبع مولیبدن با غلظت ۸ میلی‌لیتر
۱,۹	اکسیدبیسیموت آلائیده شده با منبع مولیبدن با غلظت ۱۰ میلی-لیتر
۱,۸۵	اکسیدبیسیموت آلائیده شده با منبع مولیبدن با غلظت ۱۲ میلی-لیتر

همانطور که از نتایج جدول ۲ مشاهده می‌شود با افزایش غلظت منبع مولیبدن مقدار گاف انرژی نانو ساختارها کاهش یافته است.

#### ۴- نتیجه

در این پژوهش، نتایج بدست آمده از تهیه نانو ساختارهای اکسید-بیسیموت و اکسیدبیسیموت آلائیده شده با غلظت‌های مختلف منبع مولیبدن با استفاده از امواج فراصوت به طور خلاصه گزارش شده است. نتایج حاصل از مطالعات ساختاری نشان می‌دهد که نانو ساختارهای اکسیدبیسیموت خالص و اکسیدبیسیموت آلائیده شده با منبع مولیبدن به ترتیب در فازهای بلوری مونوکلینیک و اورتورومبیک تشکیل یافته‌اند. نتایج حاصل از ریخت‌شناسی سطح نانو ساختارهای تهیه شده نشان می-دهد که نانو ساختار اکسیدبیسیموت خالص به صورت مکعبی شکل با اندازه میانگین  $300-100$  نانومتر تشکیل شده‌اند. افزایش میزان آلایش منبع مولیبدن موجب تغییر ریخت و تشکیل نانو ساختار اکسیدبیسیموت مولیبدنیوم بر روی بستر اکسیدبیسیموت شده است. همچنین نتایج حاصل از مطالعه خواص اپتیکی نانو ساختارهای تهیه شده نشان داد که تغییر میزان آلایش منبع مولیبدن موجب افزایش اندازه و در نتیجه کاهش گاف انرژی نانو ساختارها شده است.

#### مراجع

degradation of rhodamine B, *Materials letters*, 2011, pp.988-990.

[15] J.-y. XIA, M.-t. TANG, C. Cui, S.-m. JIN, Y.-m. CHEN, Preparation of  $\alpha$ -Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> from bismuth powders through low-temperature oxidation, *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, 2012, pp.2289-2294.

[16] V.R. Pérez, A. Bueno-López, Catalytic regeneration of diesel particulate filters: comparison of Pt and CePr active phases, *Chemical Engineering Journal*, 2015, pp.79-85.

[17] L. Zhang, W. Wang, J. Yang, Z. Chen, W. Zhang, L. Zhou, S. Liu, Sonochemical synthesis of nanocrystallite Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> as a visible-light-driven photocatalyst, *Applied Catalysis A: General*, 2006, pp.105-110.

[18] Y. Azizian-Kalandaragh, A. Khodayari, M. Behboudnia, Ultrasound-assisted synthesis of ZnO semiconductor nanostructures, *Materials Science in Semiconductor Processing*, 2009, pp.142-145.

[19] L. Bourja, Étude du système CeO<sub>2</sub>-Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> pour applications catalytiques et conductimétriques, in, 2011.

[20] K. Aykan, Reduction of Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, MoO<sub>3</sub> catalyst during the ammoxidation of propylene in the absence of gaseous oxygen, *Journal of Catalysis*, 1968, pp.281-290.

Aug. 17-19, 2019

## تهیه نانو ساختارهای اکسید روی آلائیده شده با کبالت و بررسی تأثیر دمای پخت بر خواص فوتوکاتالیزوری آنها به منظور حذف متیلن آبی از آب

میر احمد جمشیدی قوزلو<sup>۱,۳\*</sup> و یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۲,۳</sup>

<sup>۱</sup> گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

<sup>۲</sup> گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران

<sup>۳</sup> گروه فیزیک، دانشکده علوم مهندسی، دانشگاه فناوری های نوین سبلان، نمین، ایران

**چکیده:** در این پژوهش، نتایج حاصل از خواص اپتیکی، ساختاری و فوتوکاتالیزوری نانو ذرات اکسید روی آلائیده شده با کبالت (ZnO:Co) تهیه شده به روش میکروموج با دماهای پخت مختلف گزارش شده است. به عنوان عامل پوششی در این روش تهیه، از پلی وینیل الکل (PVA) به میزان یک سی سی استفاده شده است. برای مطالعه پایداری گرمایی و تجزیه ی گرمایی مواد تحت شرایط مختلف از روش آنالیز وزن سنجی حرارتی (TGA) استفاده شده است. برای درک ساختار و ریخت شناسی نانو ذرات از پراش اشعه ایکس (XRD) و طیف سنجی پرتو ایکس (EDX) استفاده شده است. برای بررسی رفتارهای اپتیکی نانو ذرات از طیف سنجی مرئی-فرا بنفش و آنالیز میکروسکوپ الکترونی (SEM) استفاده شده است. با توجه به نتایج آنالیزها اندازه نانو ذرات از ۱۱ تا ۴۰ نانومتر متغیر بوده و درصد اتمی کبالت ۲۴/۶۱، روی ۳۴/۶۱ و اکسیژن ۴۱ در ساختار نانو ذرات بوده است. فعالیت فوتوکاتالیزوری نانو ماده ی ZnO:Co با دماهای پخت متفاوت به وسیله ی سنجش میزان تخریب فوتوکاتالیستی متیلن آبی تست شده است که نتایج حاکی حذف ۹۸ درصدی آلاینده ی متیلن آبی از آب در مدت زمان کمتر از ۵۵ دقیقه توسط نانو ماده با دمای پخت ۵۰۰ °C می باشد.

**کلید واژه:** اکسید روی، نانو ذرات، روش میکروموج، متیلن آبی، فوتوکاتالیست، فوتوکاتالیزور، دمای پخت.

## Preparation of Cobalt Doped ZnO Nanostructures and Investigation of Annealing Temperature Effect in Photocatalytic Activity for Removing Methylene Blue from Water

Mir-Ahmad Jamshidi-Ghozlu<sup>1,3\*</sup>, Yashar Azizian-Kalandaragh<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan, Iran

<sup>2</sup> Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran

<sup>3</sup> Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

**Abstract:** In this study, results of optical, structural and photocatalytic properties of Cobalt doped ZnO (ZnO:Co) nanostructures with different annealing temperatures prepared by microwave-assisted method. 1cc polyvinyl alcohol (PVA) is used as a coating agent. The study of thermal stability and heat dissipation of materials under different conditions have been done by thermal weight measurement (TGA). X-ray diffraction (XRD) and X-ray spectroscopy (EDX) have been used to understand the structure and morphology of nanoparticles. To investigate the optical properties of nanoparticles, we used ultra-violet spectroscopy and electron microscopy (SEM). According to the results of the analyzes, the size of the nanoparticles varies from 11 to 40 nanometers, and the atomic percent of cobalt is 24.30, zinc is 34.70, and oxygen is 41 in the structure of the nanoparticles. The photocatalytic activity of prepared samples has been tested by photocatalytic degradation of methylene blue. Results shows that 98% of methylene blue removed in 55 min from water by nanoparticle with an annealing temperature 500°C.

**Keywords:** Zinc oxide, nanoparticle, microwave assisted method, methylene blue, photocatalyst, annealing temperature

## ۱- مقدمه

صورت مستقیم در خواص فوتوکاتالیستی نانوساختارهای اکسید روی آلاییده شده با کبالت دارد [۶].

## ۲- مواد و روش‌های انجام آزمایش

## ۲-۱- مواد و دستگاه‌ها

در این پژوهش به منظور ساخت ترکیب مورد نظر از استات روی دو آبه  $Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$  (با خلوص  $\geq 99\%$ ) تهیه شده از شرکت Rankem، کبالت II استات چهار آبه  $(CH_3COO)_2Co \cdot 4H_2O$ ، خلوص  $\geq 99\%$ ) تهیه شده از شرکت Loba Chem، هیروکسید سدیم (NaOH، خلوص  $\geq 99\%$ ) تهیه شده از شرکت Merck، پلی وینیل الکل  $(C_2H_4O)_n$  تهیه شده از شرکت Loba Chem و متیلن آبی  $(C_{16}H_{18}ClN_3S \cdot xH_2O$  ( $x=2-3$ ) تهیه شده از شرکت Merck استفاده شده است.

به منظور آنالیز وزن سنجی حرارتی از دستگاه LINSEIS STA-PT1000 استفاده شده است. به منظور ریخت شناسی و تخمین اندازه ذرات از میکروسکوپ الکترونی LEO 1430 VP استفاده شده است. ساختار بلوری نمونه‌ها با استفاده از دستگاه پراش پرتو ایکس (Philips X Pert) مجهز به لامپ مس  $(Cu-K\alpha)$  مشخص شد (طول موج =  $1.54056 \text{ \AA}$ ). به منظور تعیین خواص نوری نمونه آنالیز طیف سنجی جذبی نور مرئی-فرابنفش توسط دستگاه (Shimadzu, model 1800, Japan) انجام گرفت.

## ۲-۲- روش تهیه نانو مواد

برای تهیه نانو ساختارهای اکسید روی آلاییده شده با کبالت محلول ۰.۲ مولار از استات روی دو آبه، کبالت II استات چهار آبه و هیدروکسید سدیم در ۲۰ سی سی آب مقطر تهیه شد. بدین منظور برای تهیه محلول ۰.۲ مولار از روی استات دو آبه، ۰.۸۷۷ گرم از آن را در ۲۰ سی سی آب مقطر با استفاده از حمام فراصوت در دمای اتاق حل کردیم. محلول بدون رنگ و با pH برابر با ۵ حاصل شد. محلول ۰.۲ مولار هیدروکسید سدیم از حل کردن ۰.۱۶ گرم از ماده در ۲۰ سی سی آب مقطر در دمای اتاق با استفاده از حمام فراصوت حل کردیم. محلولی بی رنگ و با pH برابر با ۱۲ به دست آمد. محلول ۰.۲ مولار از کبالت II استات چهار آبه نیز با حل شدن ۰.۹۹۶ گرم از ماده در ۲۰ سی سی آب مقطر تحت حمام فراصوت در دمای اتاق تهیه شد که محلول به دست آمده به رنگ قرمز بوده و pH برابر با ۶ داشت. در ادامه کار محلول هیدروکسید سدیم و کبالت II استات چهار آبه بوسیله حمام فراصوت برای رسیدن به محلولی همگن مخلوط شدند. محلول حاصل محلولی به رنگ آبی نیلی بود. سپس محلول استات روی دو آبه را به محلول آبی رنگ اضافه می‌کنیم و باز برای رسیدن به یک محلول همگن بوسیله حمام فراصوت مخلوط می‌شوند. نتیجه، محلولی به رنگ بنفش خواهد بود. به عنوان عامل پوششی و برای کنترل اندازه نانو ساختارها از ۱ سی سی محلول پلی وینیل الکل ۵٪ که از اضافه کردن ۵ گرم پودر پلی وینیل الکل به ۹۵ سی

با رشد صنعت و تکنولوژی تولید فاضلاب‌ها و پساب‌های آلوده به مواد شیمیایی مضر برای طبیعت و انسان نیز افزایش یافته است. مسأله آب به قدری مهم می‌باشد که در تمامی کشورها به یکی از موضوع‌های مرتبط با امنیت ملی آن‌ها تبدیل شده است و اگر به این موضوع یعنی تصفیه و پاک‌سازی فاضلاب‌ها و پساب‌ها توجه نشود با کمبود آب احتمال رخ دادن جنگ برای دست یافتن به آب سالم وجود داشته باشد. چندین روش برای جداسازی آلاینده‌ها از آب و پساب‌های صنعتی وجود دارد که یکی از این روش‌ها استفاده از خاصیت فوتوکاتالیستی نانوذرات می‌باشد [۱-۳].

در بین نانو ساختارها نانوساختارهای نیمه رسانا به دلیل داشتن خواص منحصر به فرد کارایی و کاربرد بیشتری در فرایندهای فوتوکاتالیستی دارند. خواص فوتوکاتالیستی برخی از نانو ذرات از قبیل  $ZnO$ ،  $TiO_2$ ،  $ZnCo_2O_4$  و... توسط محققین و دانشمندان مورد مطالعه قرار گرفته است [۴-۵]. در بحث فوتوکاتالیستی موضوع سرعت حذف آلاینده و مدت زمان حذف از اهمیت بالایی برخوردار است به طوری که در بین محققان برای رسیدن به ترکیبی که در مدت زمان کمتری بیشترین حذف آلاینده را داشته باشد رقابت وجود دارد. یکی از روش‌های بالا بردن خاصیت فوتوکاتالیستی نانو ذرات مهندسی گاف انرژی این نانوساختارها با آلاییدن آن‌ها با فلزات واسطه می‌باشد.

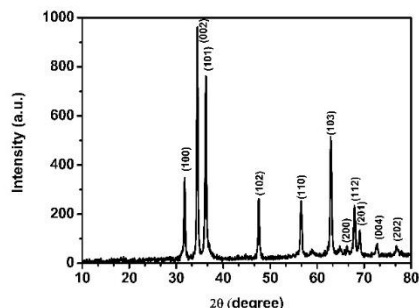
با آلاییده شدن نانوساختارها با فلزات واسطه باز ترکیب شدن الکترون‌ها و حفره‌های برانگیخته شده‌ی نوری کنترل می‌شود. در نتیجه آلاییده شدن خواص اپتیکی، ریخت شناسی و ساختاری نانوساختارها نیز تغییر می‌کند [۶].

اکسید روی یک نیمه‌رسانای مهم از ترکیب عناصر گروه II و IV می‌باشد اکسید روی خواص مهم و جالبی از قبل غیر سمی بودن، بی بو و بی‌مزه بودن، ارزان بودن و فراوانی در طبیعت را دارا می‌باشد [۷-۱۰]. اکسید روی در حالت پودری شیری رنگ بوده و در آب حل نمی‌شود. گاف انرژی این ترکیب نیمه رسانا  $3/2 - 3/4$  الکترون ولت بوده و انرژی پیوندی برابر با ۶۰ مگا الکترون ولت دارد. از کاربردهای اکسید روی می‌توان به استفاده در سلول‌های خورشیدی، وسایل الکتریکی و صوتی، سنسورهای گازی و شیمیایی و... اشاره کرد [۱۱-۱۵].

در این پژوهش خواص فوتوکاتالیستی نانوساختارهای اکسید روی آلاییده شده با کبالت تهیه شده به روش میکروموج با دماهای پخت متفاوت مورد بررسی قرار گرفته است. تغییر دمای پخت تأثیر مستقیمی در ساختار بلوری و ساختار نواری نانوساختارها دارد و این متغیرها به

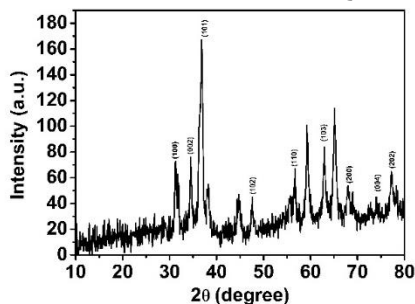
### ۳-۲- پراش پرتو ایکس (XRD)

الگوی پراش پرتو ایکس مربوط به نمونه‌های اکسید روی آلاینده شده در دمای ۳۰۰ °C (نمونه ۳۰۰) و ۵۰۰ °C (نمونه ۵۰۰) در شکل‌های (۲) و (۳) آورده شده است.



شکل (۲): الگوی پراش پرتو ایکس (XRD) اکسید روی آلاینده شده با کبالت تحت دمای پخت ۳۰۰ °C

با توجه به شکل (۲) قله‌های پراش مربوط به صفحات (۱۰۰)، (۰۰۲)، (۱۰۱)، (۱۰۲)، (۱۱۰)، (۱۰۳)، (۲۰۰)، (۱۱۲)، (۲۰۱)، (۰۰۴) و (۲۰۲) در الگوی پراش نمونه ۳۰۰ وجود دارد. تمامی قله‌های مشخص شده با ساختار کریستالی شش ضلعی<sup>۱</sup> مرجع JCPDS به شماره‌ی 80-0075 مطابقت دارد.



شکل (۳): الگوی پراش پرتو ایکس (XRD) اکسید روی آلاینده شده با کبالت تحت دمای پخت ۵۰۰ °C

شکل (۳) قله‌های پراش مربوط به صفحات (۱۰۰)، (۰۰۲)، (۱۰۱)، (۱۰۲)، (۱۱۰)، (۱۰۳)، (۲۰۰)، (۰۰۴) و (۲۰۲) در الگوی نمونه‌ی ۵۰۰ که با مرجع JCPDS به شماره‌ی 80-0075 مطابقت دارد می‌باشد. با استفاده از رابطه‌ی دبی-شرر [۷] و اطلاعات به دست آمده از الگوی پراش نمونه‌های تهیه شده، اندازه بلورها برای هر کدام از صفحات محاسبه شده و با توجه به نتایج محاسبات اندازه بلورها مابین ۱۱ نانومتر و ۴۰ نانومتر متغیر می‌باشد.

سی آب مقطر در دمای ۸۰ °C تحت چرخش تهیه شده است؛ استفاده می‌کنیم. محلول نهایی را به یک بالن شیشه‌ای به حجم ۲۵۰ سی‌سی اضافه کرده و در دستگاه میکروموج خانگی (Samsung ME2040/ME201, 2450 MHz, 100-800 W) به مدت ۱۰ دقیقه در دو چرخه ۵ دقیقه‌ای تحت تابش امواج میکرو موج قرار می‌دهیم.

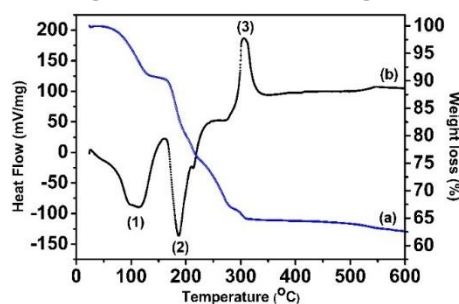
محلول به دست آمده را ۴ بار بوسیله‌ی آب مقطر به منظور حذف کردن نمک‌های اضافی از محلول شست و شو می‌دهیم. بعد از خشک شدن ماده در دمای اتاق به منظور تغییر فاز و ساختار نانوساختارهای تهیه شده از هیدروکسید به اکسید ماده را ۲ قسمت کرده و یک قسمت را تحت دمای ۳۰۰ °C و قسمت دیگر را تحت دمای ۵۰۰ °C در کوره قرار می‌دهیم. نتیجه نهایی بعد از خارج کردن ماده از کوره پودری به رنگ سبز تیره خواهد بود.

### ۳- نتایج و بحث

#### ۳-۱- آنالیز وزن سنجی حرارتی (TG-DTA)

شکل (۱) منحنی‌های TG و DTA نانوساختارهای اکسید روی آلاینده شده با کبالت را نشان می‌دهد. با توجه به شکل (۱) a مشاهده می‌شود که در بین دماهای ۵۰-۱۷۰ °C، ۱۵٪ از جرم به دلیل تبخیر آب موجود در ساختار نانوذرات کاسته شده است. تغییر جرم ۳۰٪ که بعد از دمای ۱۷۰ °C رخ داده است به دلیل تغییرات فاز از هیدروکسید به اکسید می‌باشد.

با توجه به شکل (۱) b که نشان دهنده‌ی منحنی DTA هیدروکسید روی می‌باشد؛ چند تغییر فاز مشاهده می‌شود.



شکل (۱): منحنی‌های TG (a) و DTA (b) هیدروکسید روی آلاینده شده با کبالت

تغییر فاز اول و دوم فرایندی گرماگیر بوده و با مرحله‌ی اول تغییر وزن که مربوط به آب‌زدایی از نمونه‌ها می‌باشد معادل است. تغییر فاز سوم یک فرایند گرماگیر بوده و مربوط به فرایند اکسید شدن هیدروکسید روی آلاینده شده با کبالت می‌باشد. با توجه به این نتایج بعد از دمای ۳۰۰ °C تغییر فاز به اکسید رخ داده است. در این پژوهش در دماهای ۳۰۰ °C و ۵۰۰ °C نانوساختارها کلسینه شده‌اند.

<sup>۱</sup> hexagonal





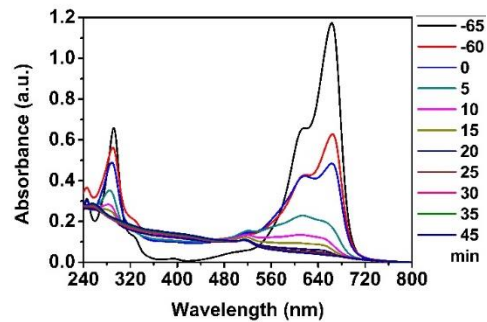
شکل (۱۰): تخریب نوری متیلن آبی در حضور نانوساختار اکسید روی آلاییده شده با کبالت با دماهای مختلف تحت تابش

#### ۴- نتیجه

در این پژوهش هدف مقایسه تأثیر دمای پخت نمونه‌های اکسید روی آلاییده شده با کبالت تهیه شده به روش میکروموج بر خواص فوتوکاتالیستی آن‌ها بود. با توجه به نتایج حاصل در می‌یابیم که در مورد این نوع ماده‌ی تهیه شده‌ی بخصوص بالا بردن دمای پخت تأثیر بالایی بر خواص فوتوکاتالیستی نمونه داشته است به نوعی که میزان تخریب در زمان‌های مشابه بسیار بالاتر از نمونه با دمای پخت کمتر می باشد.

#### مراجع

- [1] F. Sedaghatdoust-Bodagh, Y. Azizian-Kalandaragh. "Facile sonochemical preparation of size controlled bismuth hydroxide and oxide nanostructures in the presence of polyvinyl alcohol (PVA) as a capping agent", Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. 19(9-10) (2017) 663-669.
- [2] S. Hashemian, K. Salari, H. Salehifar and Z. Atashi Yazdi. "Removal of Azo Dyes (Violet B and Violet 5R) from Aqueous Solution Using New Activated Carbon Developed from Orange Peel", Journal of Chemistry. 2013 (2013) 10.
- [3] M. G. Hamdi, A.E.-S. Ashraf. "Activated carbon from agricultural by-products for the removal of Rhodamine-B from aqueous solution", Journal of Hazardous Materials. 168 (2009) 1070-1081.
- [4] Y. Zhang, J. Wan and Y. Ke. A "novel approach of preparing TiO<sub>2</sub> films at low temperature and its application in photocatalytic degradation of methyl orange", Journal of Hazardous Materials. 177 (2010) 750-754.
- [5] Z. Hana, L. Liao, Y. Wu, H. Pan, S. Shen, J. Chen. "Synthesis and photocatalytic application of oriented hierarchical ZnO flower-rod architectures", Journal of Hazardous Materials. 217-218 (2012) 100-106.
- [۶] جمشیدی قوزلو، میر احمد و ملکی، محمدعلی و عزیزیان کلاندرق، یاشار، "تهیه نانو ساختارهای اکسید روی آلاییده شده با کبالت و بررسی خواص فوتوکاتالیستی آن به منظور حذف متیلن آبی از آب"، اولین کنفرانس بین المللی فناوری‌های نوین در علوم، آمل، شهریور ۹۶
- [7] Sudha, M. and Rajarajan, M. (2013), "Deactivation of photocatalytically active ZnO nanoparticle by surface capping with poly vinyl pyrrolidone.", Journal of Applied Chemistry, 3, pp. 45-53.

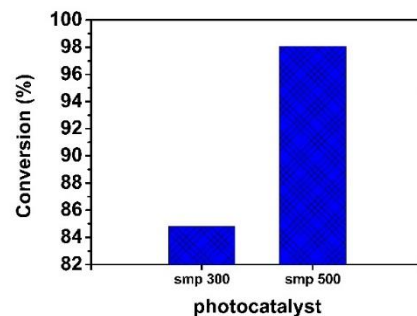


شکل (۸): طیف جذب محلول متیلن آبی و نمونه ۵۰۰ در حضور تابش با توجه به نتایج به دست آمده و میزان تخریب نمونه‌ها در زمان ۴۵ دقیقه و با استفاده از رابطه‌ی [۶]

$$x = \left( \frac{C_0 - C_t}{C_0} \right) \times 100 \quad (1)$$

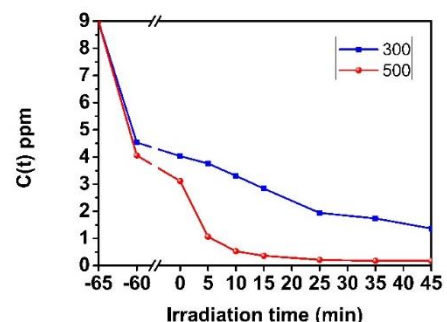
درصد حذف متیلن آبی از محلول توسط نمونه‌های تهیه شده را محاسبه می‌کنیم. که در آن میانگین درصد حذف متیلن آبی،  $C_0$  غلظت اولیه‌ی نمونه‌ها و  $C_t$  غلظت نمونه‌ها در زمان ۴۵ دقیقه می‌باشد.

با توجه به نتایج به دست آمده که در شکل (۹) نشان داده شده است در می‌یابیم که نمونه ۵۰۰ نسبت به نمونه ۳۰۰ میزان تخریب بالاتری به میزان ۹۸/۰۳٪ داشته است.

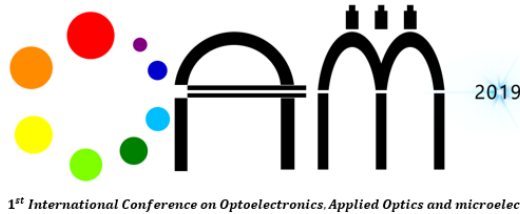


شکل (۹): فعالیت فوتوکاتالیستی نمونه‌ی ۳۰۰ و ۵۰۰ تحت تابش

شکل (۱۰) نشان دهنده‌ی میزان غلظت متیلن آبی در آب و میزان تخریب آن تحت تابش بعد از گذشت مدت مشخص را نشان می‌دهد. با توجه به نتایج نمونه ۵۰۰ به مراتب سرعت و میزان تخریب بیشتری نسبت به نمونه ۳۰۰ داشته است. سرعت تخریب نمونه‌ی ۵۰۰ در ۱۵ دقیقه‌ی اول به میزانی زیاد است که مقدار ۹۴/۱۵٪ از آلاینده‌ی متیلن آبی تخریب شده است.



- [8] pirhashemi, M. and habibi-yengjeh, A. (2017), "Ultrasonic-assisted preparation of plasmonic ZnO/Ag/Ag<sub>2</sub>WO<sub>4</sub> nanocomposites with high visible-light photocatalytic performance for degradation organic pollutants," *Journal of Colloid and Interface Science*, pp. 216-229.
- [9] Zhiyong, F. and Lu, J.G. (2005), "Zinc oxide nanostructures: synthesis and properties," *nanoscience and nanotechnology*, 5, pp. 1561-1573.
- [10] Nirmala, M., Nair, M.G., Rekha, K., Anukaliani, A., Samdarshi, S. and Nair, R.G., "Photocatalytic Activity of ZnO Nanopowders Synthesized by DC Thermal Plasma," *African Journal of Basic & Applied Sciences*
- [11] M. pirhashemi, A. habibi-yengjeh. "Ultrasonic-assisted preparation of plasmonic ZnO/Ag/Ag<sub>2</sub>WO<sub>4</sub> nanocomposites with high visible-light photocatalytic performance for degradation organic pollutants", *Journal of Colloid and Interface Science*. (2017) 216-229.
- [12] F. Zhiyong, J.G. Lu. "Zinc oxide nanostructures: synthesis and properties". *Nanoscience and nanotechnology*. 5 (2005) 1561-1573.
- [13] K. Akhil, J. Jayakumar, G. Gayathri, S. Sudheer Khan. "Effect of various capping agents on photocatalytic, antibacterial and antibiofilm activities of ZnO nanoparticles", *Journal of Photochemistry & Photobiology, B: Biology*. 160 (2016) 32-42.
- [14] M. Nirmala, M.G. Nair, K. Rekha, A. Anukaliani, S. Samdarshi, R.G. Nair. "Photocatalytic Activity of ZnO Nanopowders Synthesized by DC Thermal Plasma", *African Journal of Basic & Applied Sciences*. 2 (5-6) (2010) 161-166.
- [15] W. Ma, B. Ren, Z. Huang, Q. Chen, X. Cao, Y. Guo. "Mesostuctured zinc oxide architectures with high photocatalytic activity", *Materials Chemistry and Physics* 186 (2017) 341-352.



Aug. 17-19, 2019

## تهیه‌ی نانو ساختارهای اکسید قلع و اکسید قلع آلاینده شده با ساماریوم به روش امواج فراصوت و بررسی خواص اپتیکی و ساختاری آن‌ها

شیدا فخری<sup>۱\*</sup>، لیدا بدری نژاد<sup>۱</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری‌های نوین نمین

**چکیده:** نانو ساختارهای اکسید قلع و اکسید قلع آلاینده شده با ساماریوم به روش امواج فراصوت تهیه شده و مورد بررسی قرار گرفته اند. آنالیزهای الگوی پراش پرتو ایکس (XRD)، طیف سنجی پاشندگی انرژی پرتو ایکس (EDX)، میکروسکوپی الکترونی روبشی (SEM) و طیف سنجی جذبی مرئی-فرابنفش (UV-Vis) به ترتیب جهت مطالعه خواص ساختاری، تعیین میزان خلوص، بررسی ریخت شناسی، و خواص اپتیکی نانو ساختارهای اکسید قلع آلاینده شده با ساماریوم مورد بررسی گرفته است. نتایج حاصل از الگوی پراش پرتو ایکس نشان داد که اتمهای ساماریوم وارد ساختار اکسید قلع شده است و نتایج حاصل از طیف سنجی جذبی مرئی-فرابنفش حاکی از کاهش گاف انرژی ناشی از آلاینش ساماریوم می‌باشد.

**کلید واژه:** اکسید قلع، روش فراصوت، آلاینش ساماریوم، گاف انرژی.

## Preparation of Tin Oxide and Tin Oxide Doped by Samarium Nanostructures by Ultrasound Method and Investigation of Their Optical and Structural Properties.

Sheida Fakhri<sup>1,2,\*</sup>, Yashar Azizian-kalandaragh<sup>2</sup>, Lida Badri-nezhad

<sup>1</sup>Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, Namin, Iran

\*Email: [Shf.Sheyda@yahoo.com](mailto:Shf.Sheyda@yahoo.com)

**Abstract** – Tin oxide nanostructure and Samarium doped tin oxide has been prepared by ultrasound method and their properties was investigated. For investigation the morphological, structural and optical properties of this materials used the X-Ray diffraction(XRD), X-ray energy diffusion spectroscopy(EDX), Microscopic Scanning Electron(SEM) and Visible-ultraviolet absorption spectroscopy(UV-Vis) analysis. The results of the X-ray diffraction pattern showed that Samarium atoms have been exist into the tin oxide structure, and the results of ultraviolet-absorption spectroscopy showed that energy gap was decreased by the samarium doping.

**Keywords:** Tin oxide, ultrasound method, Samarium doping, Energy gap

## ۱- مقدمه

حسگرهای حالت جامد یکی از موثرترین ابزار برای توسعه دستگاه های مورد استفاده برای نظارت و کنترل هستند که برای نمونه می-توان به دستگاه های کنترل کیفیت هوا، شناسایی غلظت و ردیابی گازهای سمی و قابل احتراق در هوا، تشخیص پزشکی و بهینه سازی احتراق اشاره کرد [۱-۳]. در سالهای اخیر نیمرساناهای اکسیدهای فلزی مانند  $\text{SnO}_2$ ،  $\text{TiO}_2$ ،  $\text{ZnO}$ ،  $\text{In}_2\text{O}_3$  و  $\text{WO}_3$  به دلیل پاسخ سریع، مقدار پاسخ بالا، ثبات عالی و سادگی استفاده، در ساخت سنسورهای حالت جامد مورد استفاده قرار گرفته اند [۴ و ۵]. اکسید قلع یک نیمه رسانای نوع n با گاف نواری پهن (۳.۶ الکترون ولت) است که بواسطه شفافیت در ناحیه امواج مرئی، حساسیت به گازهای مختلف، هزینه تهیه پایین، پایداری حرارتی و شیمیایی بالا به عنوان یک ماده حساس به گاز مورد توجه و مطالعه گسترده قرار گرفته است [۶]. همچنین این ماده به دلیل داشتن خواص الکتریکی، اپتوالکتریکی [۸] و الکتروشیمیایی [۷] منحصر بفرد در زمینه کاتالیست، ساخت سلولهای خورشیدی و حسگرهای گازی، حسگرهای شیمیایی حالت جامد، قطعات اپتوالکترونیکی، الکتروادهای شفاف و باتریهای لیتیومی مورد استفاده قرار گرفته است [۹ و ۱۰]. در سالهای اخیر نانو ساختارهای اکسید قلع از روش های مختلفی مانند روش سل-ژل، هیدروترمال، آلیاژ سازی مکانیکی، انباشت بخار شیمیایی (CVD) و فراصوت تهیه شده اند [۱۱-۱۴]. برای افزایش حساسیت اکسید قلع روش های مختلفی مانند آلیاژ، افزایش سطح و اضافه کردن کاتالیزور و غیره وجود دارد که روش آلیاژ به سبب سهولت و سرعت روش مناسبی جهت تغییر خواص ساختاری، الکتریکی، مغناطیسی و اپتیکی می باشد [۱۷-۱۵]. در میان گروه لاتنانیدها، ساماریوم (Sm) بعلاوه ویژگیهای جالبی از قبیل ساختار چندگانه ای سطوح انرژی و خاصیت فلورسانس یک گزینه مناسب برای آلیاژ می باشد [۱۷]. این عنصر دارای کاربردهای فراوانی در ذخیره سازی نوری با تراکم بالا، ارتباطات زیر دریا و نمایشگرهای رنگی می باشد [۱۵]. تاکنون تاثیرات آلیاژ شدن عنصر ساماریوم بر روی اکسید قلع برای استفاده از آن در کاربردهای الکترونیکی، فوتونیک و الکترواپتیکی به صورت گسترده مورد مطالعه قرار نگرفته است. از این رو در این پژوهش نانو ساختارهای اکسید قلع و اکسید قلع آلیاژ شده با مقادیر مختلف ساماریوم به روش فراصوت تهیه شده و خواص ساختاری و اپتیکی آنها مورد مطالعه قرار گرفته است.

## ۲- بخش تجربی

## ۲-۱- مواد و دستگاه های مورد استفاده

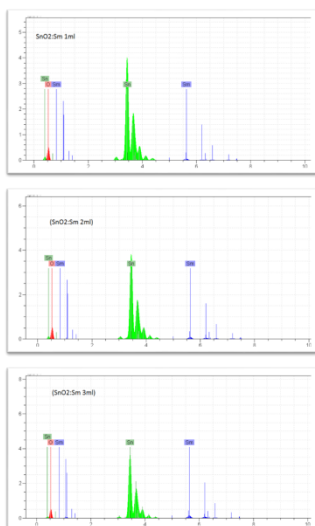
در این پژوهش از کلرید قلع ( $\text{SnCl}_4$ ) و نیترات ساماریوم ( $\text{Sm}(\text{NO}_3)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) با خلوص (۹۹٪) خریداری شده از شرکت Loba chemi هند، هیدروکسید سدیم ( $\text{NaOH}$ ) با خلوص (۹۹٪) تهیه شده از شرکت Merck آلمان و آب دو بار تقطیر جهت تهیه نانو ساختارهای اکسید قلع و اکسید قلع آلیاژ شده با مقادیر ۱، ۲ و ۳ میلی لیتر منبع ساماریوم استفاده شده است. همچنین از دستگاه اولتراسونیک ساخت ایران (شرکت فاپن نصیر) برای تهیه این نانو ساختارها استفاده شده است. مطالعه خواص ساختاری نانو ساختارهای تهیه شده از طریق الگوهای پراش اشعه ایکس دستگاه Philips (X-Pro) ساخت هلند با اسکن  $1^\circ/\text{min}$  (و منبع تولید اشعه ایکس  $\text{Cu-K}\alpha$  با طول موج  $1.54$  آنگستروم در محدوده  $80^\circ$ - $10^\circ$ ) صورت گرفته است. بررسی ریخت شناسی نانو ساختارهای تهیه شده از طریق تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی تهیه شده با دستگاه LEO 1430VP (ساخت آلمان) انجام گرفته است. همچنین برای بررسی خواص اپتیکی نمونه ها از دستگاه طیف سنجی مرئی-فرا بنفش Shimadzu مدل UV-1800 استفاده شده است.

## ۲-۲- تهیه نانو ساختارها

برای تهیه اکسید قلع با استفاده از روش شیمی صوتی، محلول  $0.2$  میلی گرم کلرید قلع در  $40$  میلی لیتر آب مقطر تهیه شده و به مدت  $30$  دقیقه در معرض تابش امواج فراصوت قرار گرفت. در طی این فرآیند از محلول  $0.2$  مولار سدیم هیدروکسید برای تنظیم مقدار PH محلول استفاده شد. مقدار PH محلول نهایی  $10$  بود. در مرحله بعد، رسوب باقی مانده با آب مقطر شستشو داده شده و در دمای اتاق خشک شد. جهت تبدیل فاز هیدروکسید قلع به اکسید قلع، پودر به دست آمده در دمای  $600$  درجه سانتی گراد گرفت. برای تهیه نانو ساختار اکسید قلع آلیاژ شده با مقادیر مختلف منبع ساماریوم، مقدار  $40$  میلی لیتر محلول کلرید قلع با مقادیر ۱، ۲ و ۳ میلی لیتر محلول  $0.2$  مولار از ساماریوم نیترات شش آبه بطور جداگانه ترکیب شده و تحت امواج فراصوت قرار گرفتند. بقیه مراحل تهیه مشابه مراحل مذکور برای تهیه نانو ساختار اکسید قلع بودند.

### ۳- بحث و نتایج

#### ۳-۱- پراش پرتوی ایکس (XRD)



شکل (۱) مربوط به الگوی پراش پرتو ایکس نمونه‌های تهیه شده می‌باشد. قله‌های ظاهر شده در شکل (۱) مربوط به ساختار تتراگونال اکسید قلع می‌باشد که با داده‌های نظری کارت استاندارد (JCPDS No. 41-1455) مطابقت دارد [۱۰]. قله‌های مربوط به عنصر ساماریوم در الگوی شکل (۱) به دلیل ناچیز بودن مقدار آلیاژ قابل مشاهده نمی‌باشد، اما حضور اتمهای ساماریوم در نانوساختار اکسید قلع توسط طیف سنجی پاشندگی انرژی پرتو ایکس تایید شده است. شکل ۱. الگوی پراش پرتوی ایکس مربوط به نمونه‌های تهیه شده.

#### ۳-۲- طیف سنجی پاشندگی انرژی پرتو ایکس (EDAX)

برای بررسی میزان خلوص و استکیومتری نانوساختارهای تهیه شده از مشخصه یابی طیف سنجی پاشندگی انرژی پرتو ایکس استفاده شده است. در شکل (۲) به ترتیب از بالا به پایین طیف EDAX نانوساختارهای اکسید قلع آلیاژ شده با ۱، ۲ و ۳ میلی‌لیتر ساماریوم نشان داده شده است. همانطور که از شکل (۲) مشاهده می‌شود اتم‌های ساماریوم در ساختار اکسید قلع ظاهر شده‌اند و در هر سه نمونه فقط اتمهای قلع، اکسیژن و ساماریوم حضور داشته و ناخالصی دیگری در ساختار وجود ندارد.

شکل ۲. طیف سنجی پاشندگی انرژی پرتو ایکس برای نمونه‌های اکسید قلع آلیاژ شده با مقادیر مختلف ساماریوم.

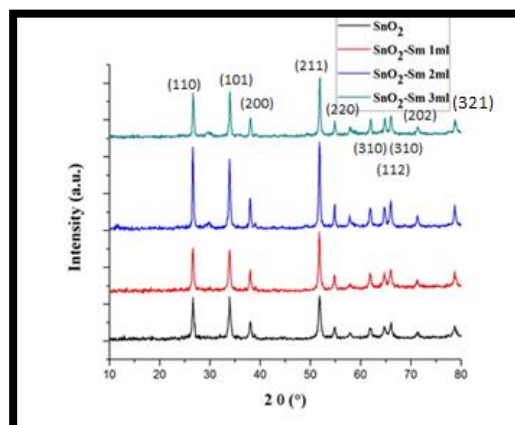
#### ۳-۳- بررسی خواص اپتیکی

خواص اپتیکی نانوساختاری تهیه شده توسط طیف جذبی UV-Vis بررسی شده است. در شکل (۳) طیف جذبی نانوساختار اکسید قلع خالص و اکسید قلع آلیاژ شده با مقادیر مختلف ساماریوم مشاهده می‌شود. مقدار گاف انرژی نانوساختارهای تهیه شده از طریق رابطه زیر محاسبه شده [۱۱] و در جدول (۱) است.

$$ah\nu = \beta(h\nu - E_g)^n \quad (1)$$

که در این رابطه  $\alpha$  ضریب جذب،  $E_g$  انرژی گاف نواری،  $h\nu$  انرژی فوتون  $\beta$  مقدار ثابت است.

در شکل ۴ گاف نواری محاسبه شده برای نمونه‌های تولیدی را نشان می‌دهد که دید روشنی برای درک مقدار گاف می‌دهد.



می‌شد در اصل در اکسید قلع آلاینده شده با ساماریوم، ماده آلاینده شده باعث افزایش شدت قله جذب می‌شود [۱۳]. بنابراین تغییر در قله‌های جذبی به دلیل تغییرات گاف نواری بوده است.

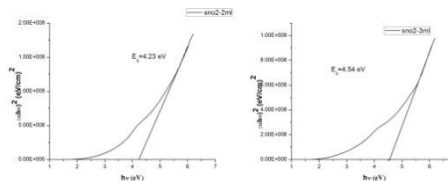
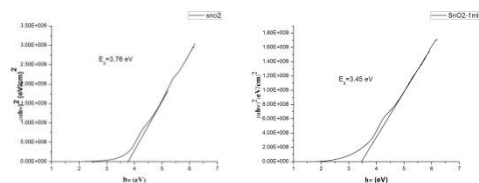
#### ۴- نتیجه‌گیری

نمونه‌های اکسید قلع و اکسید قلع آلاینده شده با مقادیر مختلف منبع ساماریوم به روش شیمی‌صوتی تولید شده و سپس خواص ساختاری و اپتیکی آن‌ها مورد بررسی قرار گرفت. نتایج آنالیز XRD و EDX نمونه‌های تهیه شده نشان دهنده تشکیل نانوساختارهای مذکور بود. بررسی نتایج خواص اپتیکی نمونه‌ها نشان داد که با افزایش میزان آلیس ساماریوم، قله جذب کاهش یافته است که این به دلیل کاهش گاف انرژی نانوساختارها است.

#### مراجع

- [1] X. Song, L. Liu, Characterization of electrospun ZnO-SnO<sub>2</sub> nanowires for ethanol sensor, *Sensors and Actuators A: Physical* 154 (2009) 175–179.
- [2] Y. Shimizu, S. Kai, Y. Takao, T. Hyodo, M. Egashira, Correlation between methylmercaptan gas-sensing properties and its surface chemistry of SnO<sub>2</sub>-based sensor materials, *Sensors and Actuators B:Chemical* 65 (2000) 349–357.
- [3] Q. Qi, T. Zhang, L. Liu, X. Zheng, Synthesis and toluene sensing properties of SnO<sub>2</sub> nanowires, *Sensors and Actuators B-Chemical* 137 (2009) 471–475.
- [4] Y. Lv, Ch. Li, L. Guo, F. Wang, Y. Xu, X. Chu, Triethylamine gas sensor based on ZnO nanorods prepared by a simple solution route, *Sensors and Actuators B:Chemical* 141 (2009) 85–88.
- [5] H. Xu, X. Liu, D. Cui, M. Li, M. Jiang, A novel method for improving the performance of ZnO gas sensors, *Sensors and Actuators B:Chemical* 114 (2006) 301–307.
- [6] Song, Wang and Yang, Sens. "Preparation, characterization and acetone sensing properties of Ce-doped SnO<sub>2</sub> hollow spheres". *Actuators B*, 173 (2012)839- 846.

[7] You, Dong, "Electrical and optical characteristics of polymer light-emitting devices with surface-treated indium-tin-oxide electrodes" *Microelectron. J.*, 38 (2007) 108.

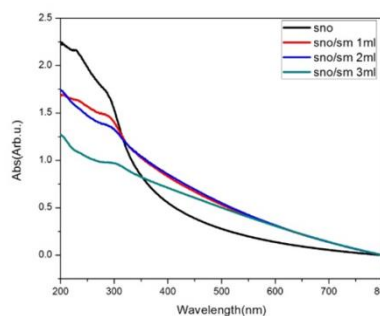


شکل ۴. گاف نواری اکسید قلع و اکسید قلع آلاینده شده با ساماریوم تولیدی.

جدول (۱): گاف نواری نمونه‌های تهیه شده

نمونه	گاف نواری (eV)
SnO <sub>2</sub>	۳/۷۶
SnO <sub>2</sub> : Sm-1ml	۳/۴۵
SnO <sub>2</sub> : Sm-2ml	۴/۲۳
SnO <sub>2</sub> : Sm-3ml	۴/۵۴

نتایج جدول (۱) نشان می‌دهد که مقدار گاف انرژی اکسید قلع برابر ۳٫۷۶ eV بوده و با افزایش میزان آلیس منبع ساماریوم گاف انرژی نانوساختارها کاهش یافته است دلیل اینکه وجود یک ماده دیگر می‌تواند گاف نواری را کاهش دهد در چگالی حالات سطح القا شده نهفته است که توسط انواع اکسیژن‌ها شیمیایی می‌شوند و با کاهش اندازه ذرات، کاهش می‌یابد که این امر منجر به درجه‌ی کوچکتر از طول تراز فرمی می‌شود [۱۲]



شکل ۳. نمودار طیف جذبی نمونه‌های تهیه شده

جذب نانو مواد به فاکتورهای متعددی وابسته است مثل گاف نواری، درصد اکسیداسیون، تخلخل سطح و ناپاکی مراکز [۱۲]. از این رو در شکل ۳ مشاهده می‌شود که با افزایش مقدار ماده آلاینده شده شدت قله‌ی جذب کاهش پیدا کرده است که نباید این چنین



[8] Kobayashi, Uebou, Ishida, Tamura, Mochizuki, Mihara, Tabuchi, Kageyama, Yamamoto. "Electrochemical property of tin oxide thin film by photo-CVD process" . *Power Sources*. 97 (2001) 229.

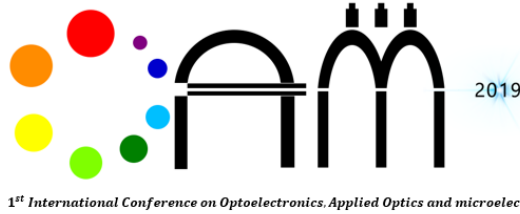
[9] Kong,Deng,Yanga,Chu, "Synthesis and properties of pure and antimony-doped tin dioxide thin films fabricated by sol-gel technique on silicon wafer" *MaterChemPhys*, 114 (2009)854-9.

[10] Zhong,Yang,Zhang,Jia,Yi, "Effect of calcining temperature and time on the characteristics of Sb-doped SnO<sub>2</sub> nanoparticles synthesized by the sol-gel method" . *Particuology*, 10(2012)365-370.

[11] A.K. Tripathi, M.K. Singh, M.C. Mathpal, S.K. Mishra, A.Agarwal, Study of structural transformation in TiO<sub>2</sub> nanoparticles and its optical properties. *J. Alloys Compd.* 549(2013) 114-120

[12] C. Drake, S. Seal, Band gap energy modifications observed in trivalent in substituted nanocrystalline SnO<sub>2</sub>. *Appl. Phys. Lett.* 90(2007), 233117.

[13] V, Agrahari. M, Chandra Mathpal, S, Kumar, A, Agarwal, "Low field room temperature magnetism and band gap modifications in Sm doped SnO<sub>2</sub>", *J Mater Sci: Mater Electron*, DOI 10.1007/s10854-015-4129-2



Aug. 17-19, 2019

## تهیه نانوذرات اکسیدنقره و بررسی اثر آرایش کلر بر روی خواص ساختاری و اپتیکی آنها

سودا سیدمتین<sup>۱</sup>، احسان احدی اخلاقی<sup>۲،۳</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۱،۴</sup>، غلامرضا پیرقلی گیوی<sup>۴</sup>

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران<sup>۱</sup>

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران<sup>۲</sup>

مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران<sup>۳</sup>

گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری های نوین، دانشگاه فناوری های نوین سیلان، نمین، ایران<sup>۴</sup>

**چکیده:** در این پژوهش روش ساده و آسان شیمی صوتی برای تهیه نانوساختارهای اکسیدنقره و کلریدنقره به کار رفته است. هدف این تحقیق مطالعه تأثیر میزان آرایش کلر بر خواص ساختاری و اپتیکی اکسیدنقره می باشد. جهت مطالعه خواص اپتیکی و ساختاری از آنالیزهای پراش پرتو ایکس، میکروسکوپ الکترونی روبشی و طیفسنجی مرئی-فرابنفش استفاده شده است. نتایج پراش پرتو ایکس و تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی شکل نانوذرات را کلوخه ای مانند نشان می دهد. نانوساختارهای اکسیدنقره و کلریدنقره دارای ساختار بلوری مکعبی بوده و میانگین اندازه بلورک های اکسیدنقره و کلریدنقره در هر دو مورد کمتر از ۵۰ نانومتر می باشد. مقدار گاف انرژی نانوساختارهای اکسیدنقره و کلریدنقره از طریق طیف جذب مرئی-فرابنفش به ترتیب برابر ۱/۴ و ۲ الکترون ولت به دست آمد. همچنین مشاهده می شود که با افزایش غلظت آرایش منبع کلر، اتم کلر بیشتری در ساختار اکسیدنقره جایگزین اتم اکسیژن شده است.

**کلید واژه:** نانوساختارهای اکسیدنقره، شیمی صوتی، میزان آرایش کلر.

## Preparation of Silver Oxide Nanoparticles and Investigation of the Effect of Cl Doping on Their Structural and Optical Properties

Sevda Seyedmatin<sup>1</sup>, Ehsan Ahadi-Akhlaghi<sup>2,3</sup>, Yashar Azizian-Kalandaragh<sup>1,4</sup>, Gholamreza Pirgholi-Givi<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran

<sup>2</sup> Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran

<sup>3</sup> Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran

<sup>4</sup> Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies, Namin, Iran

**Abstract** – In this research, a simple and easy sonochemistry method have been used for preparation of silver oxide and silver chloride nanostructures. The aim of this research is the effect of the chloride doping on the structural and optical properties of the silver oxide nanostructures. For the characterization of the optical and electrical properties X-ray diffraction (XRD), scanning electron microscopy (SEM) and UV-Vis spectroscopy have been used. The results of XRD analysis shows the formation of nanocrystals cubic silver oxide and silver chloride materials and in both cases the crystalline size estimated less than 50nm. Band gap of the silver oxide and silver chloride nanostructures have been estimated 1.4 eV and 2 eV respectively.

Also, with increase in the concentration of chloride source, the chloride atoms exchanged by oxygen atoms in the structure of silver oxide.

**Keywords:** Silver oxide nanostructures, Sonochemistry, amount of chloride atom.

## ۱- مقدمه

در سال‌های اخیر ترکیب‌ها و نانو ساختارهای بر پایه نقره به دلایل خواص فیزیکی و شیمیایی ویژه از جمله: رسانایی الکتریکی و گرمایی بالا، پایداری شیمیایی بالا، فعالیت کاتالیستی و فوتوکاتالیستی بالا و در نتیجه توان بالقوه‌ی بالا جهت کاربردهای الکترونیکی و شیمیایی توجه محققان زیادی را به خود جلب کرده است. اکسیدنقره یک نیم رسانا با گاف نواری ۱٫۲ الکترون ولت، جرم مولی ۲۳۱٫۷۳۵ گرم بر مول، نقطه‌ی ذوب ۲۸۰ درجه سانتی‌گراد و چگالی ۷٫۱۴ گرم بر سانتی‌متر مکعب است. یکی از مصارف مهم نانوذرات نقره در پزشکی به علت خواص ضد میکروبی آنهاست. از سوی دیگر، با توجه به هزینه نسبتاً پایین تولید نانوذرات نقره در مقایسه با سایر نانوذرات، این نانو ذرات به گزینه مناسبی برای افزودن به طیف وسیعی از محصولات مصرفی مانند ظروف پسته بندی، و سایل فلزی، کرم‌های بهداشتی و منسوجات تبدیل شده است [۳-۱]. اکسیدنقره با استفاده از روش‌های مختلفی از قبیل روش‌های رسوب شیمیایی [۵ و ۴]، فوتوشیمیایی یا رسوب تابش-شیمیایی [۶]، هیدروترمال [۷]، سل-ژل [۸]، امواج میکروموج [۹]، شیمی صوتی [۱۰]، پولیول [۱۱] و ... تهیه شده است. روش شیمی صوتی به دلیل داشتن مزایایی از قبیل سهولت طراحی، سرعت و بازده بالا، دمای تبلور پایین، خلوص فاز و همگنی بالای محصول نسبت به سایر روشها باعث شده است که در این پژوهش از روش شیمی صوتی برای تولید نانوساختارهای اکسیدنقره استفاده شود. در روش استفاده از امواج فرا صوت، امواج فرا صوت با ایجاد فشارهای متناوب در محلول باعث ایجاد حفره‌زایی یا کاواک‌زایی می‌شود که شامل تشکیل یک سری حباب‌ها در محلول و در پی آن رشد و متلاشی شدن انفجاری آنها می‌باشد. در اثر این پدیده مقدار زیادی انرژی به صورت موضعی آزاد می‌شود که خود را به صورت دمای موضعی نشان می‌دهد. انرژی ناشی از این فرآیند باعث افزایش واکنش‌پذیری شیمیایی و تسریع واکنش می‌شود که برای سنتز نانوذرات مناسب است [۱۲]. در این پژوهش، هدف کنترل و مهندسی ویژگیهای ساختاری و اپتیکی نانو ساختارهای اکسیدنقره از طریق کنترل میزان آلاینش کلر می‌باشد که تأثیر مقادیر مختلف آلاینش کلر بر خواص اپتیکی و ساختاری نانوساختارهای اکسیدنقره مورد بررسی و مطالعه قرار گرفته است.

## ۲-۲- ابزار و دستگاه‌های مورد استفاده

### ۲-۳- تهیه نانوساختار اکسیدنقره

مقادیر ۱۰ سی‌سی از محلولهای ۰٫۲ مولار نیترات نقره و هیدروکسیدسدیم تهیه شده و سپس محلول هیدروکسیدسدیم تحت امواج فراصوت به صورت قطره به قطره به محلول نیترات نقره اضافه شد. محلول نهایی ۳۰ دقیقه تحت تابش امواج فراصوت در حمام فراصوت قرار گرفت. محلول نهایی پس از ۵ بار شستشو با آب دو بار تقطیر، در دمای اتاق خشک شده و به این صورت نانوساختارهای اکسیدنقره تهیه شد. به منظور تهیه اکسید نقره آلییده شده با مقادیر مختلف کلر، در مراحل بعدی محلول ۰٫۲ مولار کلریدمنیزیم با مقادیر ۲، ۴، ۶، ۸ و ۱۰ سی‌سی تهیه شد و به همراه محلول هیدروکسیدسدیم به صورت قطره قطره به محلول نیترات نقره در داخل حمام فراصوت اضافه شد، بقیه مراحل تهیه مشابه روش مذکور انجام شده و در نهایت نانوساختارهای اکسیدنقره آلییده شده با منبع کلر در مقادیر ۲، ۴، ۶، ۸ و ۱۰ سی‌سی تهیه شدند.

### ۳- بحث و نتایج

#### ۳-۱- نتایج پراش پرتو ایکس

در شکل ۱ الگوی پراش پرتو ایکس نانوذرات اکسیدنقره و اکسیدنقره آلییده شده با غلظت‌های مختلف منبع کلر که به روش شیمی صوتی تهیه شده‌اند، آمده است. تحلیل پراش پرتو ایکس نشان داد که هر دو نانوساختار اکسیدنقره و کلریدنقره در فاز مکعبی متبلور شده‌اند. قله‌های پراش ظاهر شده در شکل (۱) در توافق با داده‌های نظری کارت استاندارد (ICSD ۰۱-۱۰۴۱) مربوط به اکسیدنقره [۱۳] و (ICSD ۸۵-۱۳۵۵) مربوط به کلریدنقره [۱۴] می‌باشند.

## ۲- روش تجربی

### ۲-۱- مواد مورد استفاده

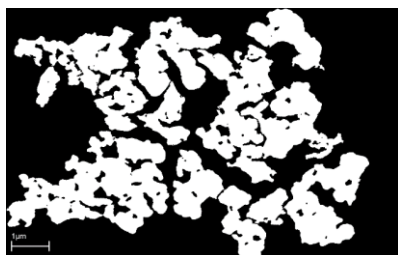
در این پژوهش از نیترات نقره ( $AgNO_3$ ) با خلوص (۹۹٪) خریداری شده از شرکت Loba chemi هند، هیدروکسیدسدیم ( $NaOH$ ) با خلوص (۹۹٪) تهیه شده از شرکت Merck آلمان و آب دو بار تقطیر جهت تهیه نانوساختارهای اکسیدنقره استفاده شده است.

۲۸	اکسیدنقره به همراه ۴ سی سی منبع کلر
۲۰	اکسیدنقره به همراه ۶ سی سی منبع کلر
۳۲	اکسیدنقره به همراه ۸ سی سی منبع کلر
۳۵	اکسیدنقره به همراه ۱۰ سی سی منبع کلر

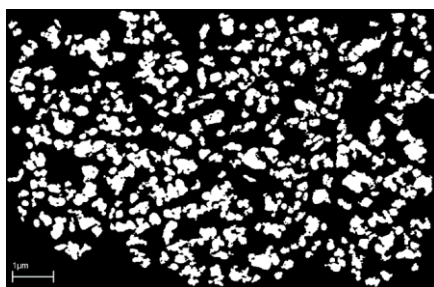
همانطوری که از جدول مشاهده می شود افزایش میزان منبع کلر باعث تغییر میانگین اندازه نانوبلورک ها شده است.

### ۲-۳- نتایج میکروسکوپ الکترونی روبشی

برای بررسی ریخت شناسی نمونه های تهیه شده از تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی استفاده شده است و با استفاده از نتایج به دست آمده مساحت میانگین سطوح قابل مشاهده خوشه های تشکیل شده برای نمونه های مختلف، توسط یک روش پردازش تصویر اندازه گیری و محاسبه شده است. در این روش، ابتدا شدت تصویر ثبت شده توسط میکروسکوپ بهینه شده و سپس بخش های مربوط به سایه ها و عمق های تصویر حذف شدند. در مرحله بعد، تصویر سیاه و سفید شده و اثرات باقیمانده مربوط به خوشه ها در نواحی مرزی و نوفه ها حذف شده اند.

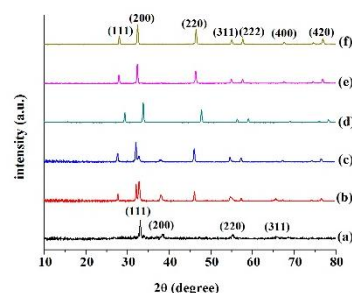


شکل ۲-الف: تصویر میکروسکوپ الکترونی پردازش شده اکسیدنقره بدون منبع کلر.



شکل ۲-ب: تصویر میکروسکوپ الکترونی پردازش شده اکسیدنقره آلاینده شده با ۱۰ سی سی منبع کلر.

بر اساس تصویر نهایی، اندازه خوشه های تشکیل شده برای حالات مختلف محاسبه شد، که در جدول ۲ ارائه شده است. شکل ۲ تصویر اصلاح شده نهایی را نمایش می دهد. همان طور که در شکل ۲ و از نتایج محاسبات مشخص است، افزایش میزان منبع کلر باعث جلوگیری از تشکیل خوشه های بزرگتر شده و رشد خوشه در مراحل زودتری متوقف



شکل ۱: الگوی پراش پرتو ایکس مربوط به نانوساختارهای، (a) اکسیدنقره خالص و اکسیدنقره آلاینده شده با مقادیر (b) ۲ سی سی، (c) ۴ سی سی، (d) ۶ سی سی، (e) ۸ سی سی و (f) ۱۰ سی سی منبع کلر.

شکل (a) مربوط به الگوی پراش پرتو ایکس ترکیب  $Ag_2O$  خالص است. با افزایش غلظت منبع کلر، نمونه تبدیل به یک فاز ترکیبی  $Ag_2O/AgCl$  شده است و در نهایت با افزایش غلظت منبع کلر تا ۱۰ سی سی ساختار خالص  $AgCl$  بدست آمده است. در غلظت های پایین منبع کلر، در صد ساختار  $Ag_2O$  بیشتر از  $AgCl$  است. از مقایسه شکل های (a) تا (f) مشاهده می شود که هرچه غلظت منبع کلر بیشتر می شود، در صد ترکیب  $Ag_2O$  در ساختار بلوری کم شده و نمونه به سمت تشکیل بلور  $AgCl$  سوق پیدا می کند، به طوری که در شکل های (e) و (f) هیچ گونه قله ای که معرف ترکیب  $Ag_2O$  باشد وجود ندارد. همچنین با توجه به شکل می توان مشاهده کرد که با افزایش غلظت منبع کلر نوفه در نمودارها کم شده و بلورینگی ترکیب نیز بهتر شده است.

اندازه میانگین نانوبلورک ها به کمک رابطه دبای - شرر برای بلورهای اکسیدنقره و کلریدنقره به ترتیب ۲۲ و ۳۵ نانومتر بدست آمده است.

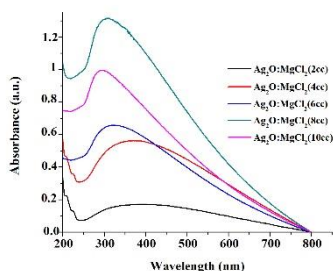
$$D = k\lambda / \beta \cos(\theta) \quad (1)$$

که در این رابطه  $k$  ثابت شرر ( $\sim 0.9$ )،  $\lambda$  طول موج پرتو ایکس (Å)  $(\sim 1.5414)$ ،  $\beta$  عرض در نصف بیشینه (FWHM)، و  $\theta$  زاویه مربوط به قله است. اندازه میانگین نانوساختارهای اکسیدنقره و نمونه های آلاینده شده در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱. میانگین اندازه نانوبلورک های مربوط به نانوساختارهای اکسیدنقره بدون آلاینده و اکسیدنقره با آلاینده با مقادیر مختلف میزان منبع کلر.

میانگین اندازه (nm)	نانوبلورک
۲۲	اکسیدنقره بدون منبع کلر
۳۵	اکسیدنقره به همراه ۲ سی سی منبع کلر

شکل ۴-الف: طیف جذبی نانوساختارهای اکسیدنقره به همراه غلظت- های مختلف منبع کلر.



شکل ۴-ب: گاف انرژی نانوساختارهای اکسیدنقره به همراه غلظت- های مختلف منبع کلر.

گاف انرژی مربوط به نانو ساختارهای تهیه شده از طریق طول از مبداء نمودار گاف انرژی مطابق رابطه ۲ به دست آمده است:

$$\alpha h\nu = c(h\nu - E_g)^n \quad (2)$$

در این رابطه  $\alpha$  ضریب جذب اپتیکی،  $h\nu$  انرژی فوتون،  $\beta$  ثلثت تناسب و  $n = 0.5$  برای گذار مستقیم می باشد. همانطور که از شکل ۳ و ۴ مشاهده می شود گاف انرژی اکسیدنقره بدون منبع کلر ۱٫۴ الکترون ولت می باشد که با تغییر میزان منبع کلر و در نتیجه تغییر در اندازه نانو ساختارها، مقدار گاف انرژی نانوذرات به دلیل اثر محدود شدگی کوانتومی تغییر کرده است. شکل ۴ نشان می دهد که مقدار گاف انرژی نانو ساختارها با افزایش میزان آلیش کلر، از مقدار ۱٫۴ الکترون ولت برای اکسیدنقره تا مقدار ۲ الکترون ولت برای کلرید نقره افزایش یافته است. یعنی با تغییر میزان آلیش کلر، گاف انرژی نانو ساختارهای اکسید نقره تنظیم پذیر شده است.

#### ۴- نتیجه گیری

در این پژوهش، به طور خلاصه نتایج حاصل از تاثیر میزان آلیش بر ویژگیهای ساختاری و اپتیکی نانوساختارهای اکسیدنقره تهیه شده به روش شیمی صوتی ارائه شده است. نتایج بدست آمده از مطالعات ساختاری نشان می دهد که نانوبلورهای خالص اکسیدنقره و کلریدنقره در فاز مکعبی تشکیل شده و افزایش میزان منبع کلر باعث جانشینی کامل اتمهای کلر به جای اتمهای اکسیژن در ساختار اکسیدنقره و تشکیل ساختار کلریدنقره شده است. همچنین نتایج مطالعه خواص اپتیکی نانوساختارهای تهیه شده نشان داد که تغییر میزان آلیش کلر موجب تغییر اندازه و در نتیجه تغییر گاف انرژی نانو ساختارهای اکسیدنقره شده است.

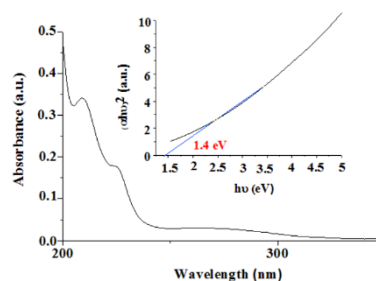
شده است. نتایج محاسبه مساحت میانگین خوشه ها از طریق پردازش تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی در جدول ۲ آمده است.

جدول ۲. مساحت میانگین خوشه ها.

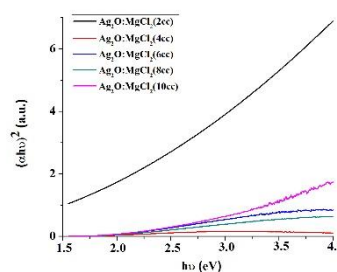
مساحت میانگین خوشه ها ( $\mu\text{m}^2$ )	نمونه مورد بررسی
۲٫۳۷	اکسیدنقره بدون منبع کلر
۰٫۸	اکسیدنقره به همراه ۲ سی سی منبع کلر
۰٫۲۶	اکسیدنقره به همراه ۴ سی سی منبع کلر
۰٫۱۸	اکسیدنقره به همراه ۶ سی سی منبع کلر
۰٫۱۲	اکسیدنقره به همراه ۸ سی سی منبع کلر
۰٫۰۸	اکسیدنقره به همراه ۱۰ سی سی منبع کلر

#### ۳-۳- آنالیز طیف سنجی مرئی-فراابنفش

خواص اپتیکی نانوساختاری تهیه شده توسط طیف جذبی UV-Vis بررسی شده است. شکل ۳ مربوط به طیف جذبی نانوساختارهای اکسیدنقره و مقدار گاف انرژی آن، و شکل ۴ مربوط به گاف انرژی و طیف جذبی نانوساختار اکسیدنقره آلییده شده با مقادیر مختلف منبع کلر می باشد.



شکل ۳: طیف جذبی نانوساختارهای اکسیدنقره بدون منبع کلر.



## مراجع

- [1] S. Kheybari, N. Samadi, S. Hosseini, A. Fazeli, M. Fazeli, "Synthesis and antimicrobial effects of silver nanoparticles produced by chemical reduction method", Journal of Faculty of Pharmacy Tehran University of Medical Sciences, 2009, pp.168-172.
- [2] M. Ahamed, M. AlSalhi, M. Siddiqui, "Silver nanoparticle applications and human health", 2010, pp.1841-1848.
- [3] J. Fabrega, S. N. Luoma, C. R. Tyler, T. S. Galloway, J. R. Lead, "Silver nanoparticles: behaviour and effects in the aquatic environment", 2011, pp.517-531.
- [4] Z. Zhang, B. Zhao, L. Hu, "PVP Protective Mechanism of Ultrafine Silver Powder Synthesized by Chemical Reduction Processes", 1996, pp.105-110.
- [5] K.-S. Chou, C.-Y. Ren, "Synthesis of nanosized silver particles by chemical reduction method", 2000, pp.241-246.
- [6] H.S. Zhou, T. Wada, H. Sasabe, H. Komiyama, "Synthesis of nanometer-size silver coated polymerized diacetylene composite particles", 1996, pp.1288-1290.
- [7] M. Zahedifar, E. Sadegh, S. Harooni, "Thermoluminescence characteristics of the novel CaF<sub>2</sub>:Dy nanoparticles prepared by using the hydrothermal method", 2012, pp.65-72.
- [8] A. Khorsand Zak, W.H. Abd. Majid, "Characterization and X-ray peak broadening analysis in PZT nanoparticles prepared by modified sol-gel method", 2010, pp.1905-1910.
- [9] S. Arora, S. Sundar Manoharan, "Size-dependent photoluminescent properties of uncapped CdS particles prepared by acoustic wave and microwave method", 2007, pp.1897-1901.
- [10] K. Okitsu, H. Bandow, Y. Maeda, "Sonochemical Preparation of Ultrafine Palladium Particles", 1996, pp. 315-320.
- [11] P.Y. Silvert, R. Herrera-Urbina, N. Duvauchelle, V. Vijaykrishnan, "Preparation of colloidal silver dispersions by the polyolprocess", 1996, pp.573-577.
- [12] Y. Azizian-Kalandaragh, A. Khodayari, M. Behboudnia, "Ultrasound-assisted synthesis of ZnO semiconductor nanostructures", 2009, pp.142-145.
- [13] J.D. Hanawalt, H.W. Rinn, L.K. frevel, "Chemical Analysis by X-Ray Diffraction", 1938, pp.475.
- [14] H.E. Swanson, R.K. Fuyat, Ugrinic, G.M., Natl. Bur. Stand. (U.S.), Circ. 539 , 539, 1 (1955).



Aug. 17-19, 2019

## سنجش اسپکتروفوتومتری میزان اسید لاکتیک توسط روش آهن III کلرید

سعید ندایی<sup>۱</sup>، فرشاد درویشی<sup>۱</sup>، آرش عبدالملکی<sup>۲</sup>، اسداله اسدی<sup>۴</sup>، سولماز کیا<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup>گروه زیست‌شناسی، دانشکده علوم، دانشگاه مراغه، مراغه، آذربایجان شرقی، ایران.

<sup>۲</sup>گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری‌های نوین، دانشگاه محقق اردبیلی، نمین، اردبیل، ایران.

<sup>۳</sup>مرکز پژوهشی علوم زیستی و زیست‌فناوری، دانشکده فناوری‌های نوین سبلان، نمین، اردبیل، ایران.

<sup>۴</sup>گروه زیست‌شناسی، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران.

\* نویسنده مسئول، تلفن: ۰۹۱۴۵۹۱۵۱۱۸، پست الکترونیک: Saeednedaiei@yahoo.com

**چکیده:** این پژوهش با هدف بررسی روشی جدید، ساده، ارزان و کارآمد برای سنجش اسید لاکتیک انجام گرفت. اساس این روش سنجش اسپکتروفوتومتری محصول رنگی تولید شده توسط آهن III کلرید و یون‌های لاکتات در ۳۹۰ نانومتر می‌باشد. نمودار کالیبراسیون از غلظت ۰.۵ تا ۱۱ گرم در لیتر اسید لاکتیک با ضریب همبستگی ۰.۹۹ رسم گردید. این روش برای سنجش هر دو ایزومر L و D اسید لاکتیک با سرعت و دقت بالا می‌تواند کاربرد داشته باشد.

**کلیدواژه:** اسید لاکتیک، آهن III کلرید، نمودار کالیبراسیون، اسپکتروفوتومتری

## Spectrophotometric Measurements of Lactic Acid Content by Iron III Chloride Method

Saeed Nedaei <sup>1</sup>, Farshad Darvishi Ph.D. <sup>1</sup>, Arash Abdolmaleki Ph.D. <sup>2,3</sup>, Asadollah Asadi Ph.D. <sup>4</sup>, Solmaz Kia Ph.D <sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Department of Biology, Faculty of Science, Maragheh University, Maragheh, East Azarbaijan, Iran.

<sup>2</sup>Department of Engineering Sciences, Faculty of Advanced Technologies, University of Mohaghegh Ardabili, Namin, Ardabil, Iran.

<sup>3</sup>Bio Science and Biotechnology Research Center (BBRC), Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Ardabil, Iran.

<sup>4</sup>Department of Biology, Faculty of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran.

**Abstract-** This study aimed to investigate a new, simple, inexpensive and efficient method for measuring lactic acid. The basis of this method is the spectrophotometric measurement of the chromatic aqueous product produced by iron III chloride and lactate ions at 390 nm. A calibration curve was drawn in the range from 0.5 to 11 g / l of lactic acid with a correlation coefficient of 0.99. This high-speed and accurate method can be used to measure both L and D isomers of lactic acid.

**Keywords:** Lactic Acid, Iron III Chloride, Calibration curve, Spectrophotometry

## ۱- مقدمه

محیط کشت بدست آوردن نتایج دقیق در این نوع محیطها بسیار سخت است.

مطالعه حاضر روش ارزان، سریع و ساده‌ای را بررسی کرده است که با استفاده از اسپکتروفوتومتری انجام می‌گردد و برای تشخیص هر دو ایزومر L و D اسید لاکتیک مناسب است.

## ۲- مواد و روش ها

۰.۲ گرم آهن III کلرید در ۱۰۰ میلی لیتر آب حل شد (محلول ۰.۲٪) و در دمای اتاق (۲۵ °C) تا زمان آزمایش نگهداری شد. مقدار ۱.۲ گرم اسید لاکتیک ۹۰٪ در ۱۰ میلی لیتر آب رقیق شد و به عنوان محلول استوک برای رسم نمودار کالیبراسیون استفاده شد. نمودار کالیبراسیون از غلظت‌های اسید لاکتیک ۰.۵ تا ۱۱ گرم در لیتر با استفاده از نرم‌افزار اکسل رسم شد. برای این منظور ۵۰ میکرولیتر از غلظت‌های متناظر در ۲ میلی لیتر از محلول آهن III کلرید افزوده شد و جذب آن توسط دستگاه اسپکتروفوتومتری UV-Visible در طول موج ۳۹۰ نانومتر گرفته شد. اسید لاکتیک در ترکیب با آهن III کلرید باعث تولید ماده زرد متمایل به سبز آهن III لاکتات می‌گردد که از ۱ تا ۱۵ دقیقه پایدار است و بعد از آن به میزان کمی کاهش جذب نشان می‌دهد.

## ۳- نتایج و بحث

**نمودار کالیبراسیون:** رسم نمودار کالیبراسیون با استفاده از نتایج بدست آمده در نرم‌افزار اکسل یک نمودار تقریباً خطی با ضریب همبستگی ۰.۹۹۹۶ و  $R^2=0.998$  بدست داد (شکل ۱) که تقریباً با نتایج بدست آمده توسط Borshchevskaya و همکاران که ضریب همبستگی را ۰.۹۹۹۹ بدست آورده بودند مطابق بود و نشان دهنده دقت بالای این روش می‌باشد.

اسید لاکتیک به دلیل کاربرد گسترده در صنایع دارویی، غذایی، آرایشی و بهداشتی و شیمیایی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. حدود ۷۰ درصد اسید لاکتیک تولید شده بخصوص به علت نقش حیاتی آن در تولید ماست و پنیر در تولید مواد غذایی مورد استفاده قرار می‌گیرد [1]. علاوه بر این، بعلاوه خواص جذب آب و امولسیون‌کنندگی برخی از مشتقات اسید لاکتیک مانند استرهای لاکتات، به عنوان امولسیفایر و بهبود دهنده در محصولات غذایی استفاده می‌شوند [2]. به علت قابلیت آن برای تولید پلیمرهای پلی اسید لاکتیک (PLA) به عنوان ماده اولیه بسته‌بندی، فیبر و فوم زیست تخریب‌پذیر و زیست‌سازگار به طور گسترده مورد استفاده قرار می‌گیرد.

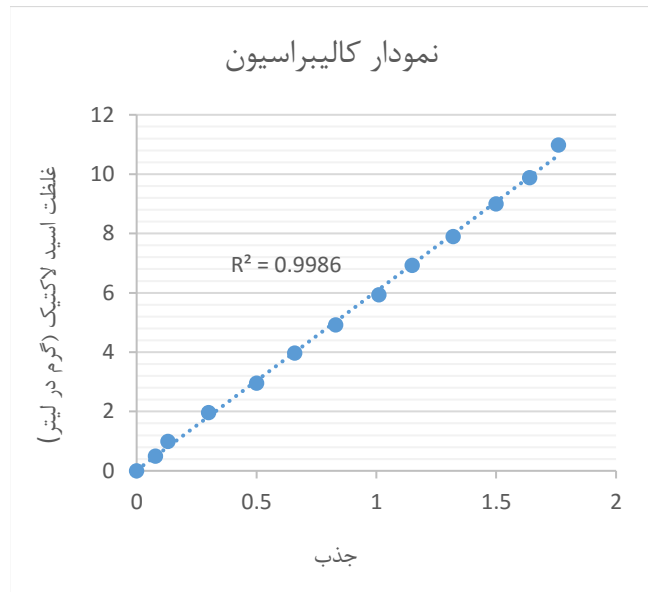
روش‌های ارزان و کارآمد سنجش اسید لاکتیک برای ارزیابی و کنترل تخمیر سویه‌های باکتریایی مورد استفاده در تولید این محصول بسیار حائز اهمیت هستند. همچنین این روش‌ها برای ارزیابی کیفیت مواد غذایی و کشاورزی و غیره نیز مورد استفاده قرار می‌گیرند. در حال حاضر دقیق‌ترین روش‌ها برای سنجش اسید لاکتیک انواع روش‌های کروماتوگرافی مایع با کارایی بالا (HPLC) می‌باشند. استفاده از HPLC به علت نیاز به مراحل پیچیده آماده‌سازی نمونه، هزینه بالا و نیاز به پرسنل متخصص محدود می‌باشد [3].

روش دیگر، اکسیداسیون اسید لاکتیک به استالدهید و سپس سنجش آن با روش بیسولفیت [4] یا روش پارا-هیدروکسی دی فنل [5] است. از جمله معایب این روش، نیاز به از بین بردن ناخالصی‌های پروتئینی و کربوهیدراتی با استفاده از ترکیبات مختلف است. همچنین ترکیبات مورد استفاده در این روش خطرناک بوده و نیازمند احتیاط زیادی می‌باشد. این روش زمان زیادی می‌برد و نتایج بدست آمده بعلاوه این که ناخالصی‌ها به طور کامل از بین نمی‌روند، قابل اطمینان نیستند [3].

روش آنزیمی روش دیگری است که اساس آن تبدیل اسید لاکتیک به پیرووات با استفاده از آنزیم لاکتات دهیدوژناز در حضور  $NAD^+$  و تولید  $NADH$  می‌باشد. مقدار اسید لاکتیک با مقدار  $NADH$  تولید شده برابر است که با استفاده از اسپکتروفوتومتری در ۳۴۰ نانومتر سنجیده می‌شود [6]. از جمله معایب این روش نیز می‌توان به ناپایداری  $NADH$  و  $NAD^+$  و پیچیدگی این روش اشاره کرد. کیت‌های تجاری این روش وجود دارند اما بسیار گران قیمت می‌باشند.

روش کمتر متداول دیگر روش تیتراسیون اسید و باز است که نتایج دقیقی بدست می‌دهد اما بعلاوه استفاده از تعدیل‌کننده‌های pH در

- [3] Borshchevskaya, L. N., Gordeeva, T. L., Kalinina, A. N., & Sineokii, S. P. (2016). Spectrophotometric determination of lactic acid. *Journal of analytical chemistry*, 71(8), 755-758.
- [4] Friedemann, T. E., Cotonio, M., & Shaffer, P. A. (1927). The determination of lactic acid. *Journal of Biological Chemistry*, 73(1), 335-358.
- [5] Barker, S. B., & Summerson, W. H. (1941). The colorimetric determination of lactic acid in biological material. *Journal of Biological Chemistry*, 138, 535-554.s
- [6] Brandt, R. B., Siegel, S. A., Waters, M. G., & Bloch, M. H. (1980). Spectrophotometric assay for D-(-)-lactate in plasma. *Analytical biochemistry*, 102(1), 39-46.



شکل (۱): نمودار کالیبراسیون اسید لاکتیک

در واحدهای صنعتی در ترکیبات محیط کشت معمولاً از تنظیم-کننده‌های pH مانند کلسیم کربنات استفاده می‌گردد. در محیط کشت حاوی کلسیم کربنات، اسید لاکتیک تولید شده به کلسیم لاکتات تبدیل می‌شود و با این عمل، غلظت اسید لاکتیک در محیط کم شده و اثر مهارکنندگی اسید لاکتیک بر روی رشد باکتری‌ها کم می‌شود و در نتیجه اسید لاکتیک بیشتری تولید می‌شود. همچنین در نتیجه این عمل pH دچار تغییراتی می‌گردد و محاسبه غلظت اسید لاکتیک از راه تیتراسیون را مشکل می‌کند. بنابراین روش اسپکتروفوتومتری می‌تواند راه حل بهتری باشد. این روش به صورت اختصاصی‌تری عمل می‌کند و غلظت سایر مواد در نتیجه آزمایش اثر ناچیزی دارد.

در میان روش‌های اسپکتروفوتومتری، روش جدید آهن III کلرید بسیار ارزان، حساس و ساده است و وقت‌گیر نیست، به مراحل آماده‌سازی پیچیده نیاز ندارد و نتایج قابل اطمینان و دقیقی را ارائه می‌دهد. علاوه بر این‌ها، برای سنجش هردو ایزومر L و D اسید لاکتیک کاربرد دارد. روش حاضر می‌تواند در مطالعات ژنتیک و میکروبیولوژی، تولیدات گیاهی اسید لاکتیک و همچنین در سنجش تولید صنعتی اسید لاکتیک کاربرد داشته باشد [3].

## منابع

- [1] Martinez, F. A. C., Balciunas, E. M., Salgado, J. M., González, J. M. D., Converti, A., & de Souza Oliveira, R. P. (2013). Lactic acid properties, applications and production: a review. *Trends in Food Science & Echnology*, 30(1), 70-83.
- [2] Gao, C., Ma, C., & Xu, P. (2011). Biotechnological routes based on lactic acid production from biomass. *Biotechnology Advances*, 29(6), 930-939.

Aug. 17-19, 2019

## مطالعه و شبیه سازی رفتار انتقال الکترونیکی زنجیره های نیمه هادی مولکولی متصل به نانو نوارهای گرافینی

سینا ذبیحی اقدم\*، دکتر حسن رسولی

دانشگاه آزاد اسلامی واحد تبریز

[sinazabih@iaut.ac.ir](mailto:sinazabih@iaut.ac.ir)

**چکیده:** در این تحقیق اثرات ساختارهای متفاوت نانو نوارهای گرافینی متصل به زنجیره های مولکولی گرافینی روی مشخصه هدایت الکترونی بررسی شده است. در این ساختار نانونوار گرافینی از دو طرف به لید متصل است. برای بررسی ویژگی های الکترونیکی گرافین چند روش وجود دارد که معمول ترین و پرکاربردترین این روش ها روش تابع گرین می باشد. ما با بدست آوردن روابط همیلتونین و تابع گرین به صورت ماتریسی مشخصه انتقال الکترونی نانو نوار گرافینی را بدست آوردیم. از مقایسه نتایج بدست آمده می توان نتیجه گرفت که رفتار رسانش الکترونی نانو نوارهای گرافینی به تغییرات عرض نانو نوارها و زنجیره های مولکولی متصل به آن وابسته است. با افزایش غلظت مولکولی نانو ریبون نقاط آنتی رزونانت در مشخصه انتقال قابل تغییر است و تغییر در تعداد مولکول و ارتفاع زنجیره های مولکولی باعث تغییراتی در مشخصه انتقال می شود. با یافتن بهترین ساختار امکان کنترل انرژی و مشخصه طیف انتقال در راستای نانو نوار گرافینی را مستقیماً فراهم می شود.

کلیدواژه: انتقال الکترون، گرافین-نانوریبون ها، نیمه هادی

## Using the Hyperspectral Camera to Measure Bruised Skin

S.Zabih<sup>\*1</sup>, Dr. H. Rasooli

Islamic Azad University of Tabriz, Technical Faculty

[sinazabih@gmail.com](mailto:sinazabih@gmail.com)

**Abstract** – In this research the effects of graphene nano-ribbon structures, attached to graphene molecular chains on electronic transmission, were addressed. In this structure graphene nano-ribbons are attached to leads from two sides. There are a number of ways to study electronic features of graphene but the most remarkable as well as practical one is the green function. By obtaining Hamiltonian and green function in matrix, we obtained electron conductance of graphene nano-ribbon. Comparing the results, it can be concluded that the behavior of electron transmission in graphene nano-ribbons depends on the changes related to the width of nano-ribbons and molecular chains attached to them. By increasing the density of nano-ribbons points of anti-resonates in conductance characteristic can be changed. also changes in the number of molecules and height of molecular chains can affect the result. By finding best structures, possibility of controlling energy as well as the character of transition spectrum in graphene nano-ribbons is directly provided.

**Keywords:** Electron transmission, Graphene-nanoribbons, Semiconductor

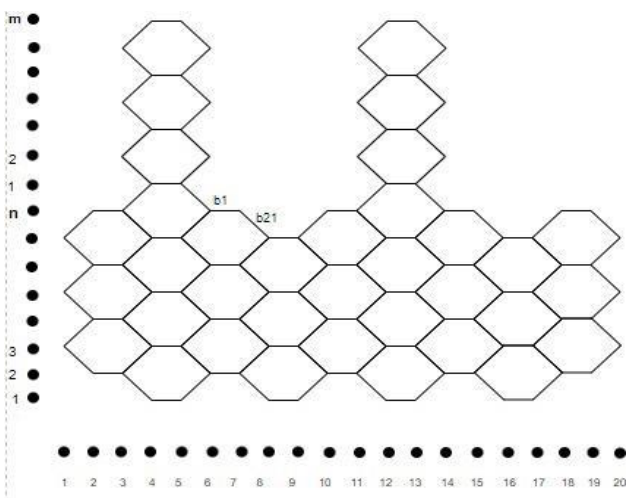
## ۱- مقدمه

ساختارهای متفاوت نانو نوار را بررسی کنیم و مدل تایت بیندینگ همیلتونین و تابع گرین و نهایتاً مشخصه انتقال این ساختارها را بدست آوریم [۳]. در این کار ابتدا با تغییر طول و عرض نانو نوار گرافینی مشخصه های انتقال الکترونیکی در راستای نانو نوارها را بررسی می کنیم. مشخصه انتقال دارای نقاط آنتی رزونانسی در انرژی های خاصی می باشد که با افزایش عرض نانو نوار گرافینی ارتفاع این آنتی رزونانس ها افزایش می یابد.

در مرحله بعدی تعداد زنجیره های مولکولی متصل به نانو نوار ریبونی را تغییر می دهیم و مشخصه انتقال را بررسی می کنیم که زنجیره های مولکولی به عنوان اسکاتر در مسیر حرکت الکترون در راستای نانو نوار گرافینی عمل می کنند در این تحقیق برای دو و سه زنجیره مولکولی متصل شده به نانو نوار گرافینی مشخصه انتقال بررسی شده است. که با تغییر طول زنجیره ها و تعداد زنجیره های مولکولی مشخصه انتقال تغییر می کند. همچنین طیف انرژی متناظر با طول مولکول ها توسط یک سری فانو آنتی رزونانس های موجود در مشخصه انتقال سیستم مشخص می شود نتیجه بعدی اینکه نانو نوارهای گرافینی می توانند در سنسورهای طیف سنج استفاده شوند.

## ۲- مدل سازی

شکل یک ساختار کلی نانو نوار گرافینی متصل به زنجیره های مولکولی گرافینی را نشان می دهد که عرض نانو کربن ها با متغیر  $p$  در نظر گرفته می شود و تعداد مولکول ها با  $k$  در نظر گرفته شده است نانو کربن های عمودی خود لایه نانو کربن با متغیر  $n$  و تعداد لایه های زنجیره های متصل با متغیر  $m$  در نظر گرفته می شود.

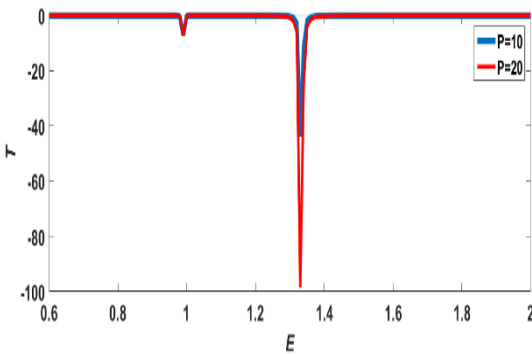


گرافین به علت داشتن خواص فوق العاده در رسانندگی الکتریکی و رسانندگی گرمایی، چگالی بالا و تحرک پذیری حامل های بار، رسانندگی اپتیکی و خواص مکانیکی به ماده ای منحصر بفرد تبدیل شده است. این سامانه جدید حالت جامد به واسطه این خواص فوق العاده به عنوان کاندید بسیار مناسب برای جایگزینی سیلیکان در نسل بعدی قطعه های فوتونیک و الکترونیک در نظر گرفته شده است و از این رو توجه کم سابقه ای را در تحقیقات بنیادی و کاربردی به خود جلب کرده است [۱]. نانونوارهای گرافینی که GNRS هم گفته می شود موضوع جالبی است که در سال های اخیر بسیار مورد توجه قرار گرفته است. کوچک سازی دستگاه های الکتریکی رابطه ی مستقیمی با مطالعه ی جداسازی ساختارها دارد. این جدا سازی نیازمند یک سری محاسبات ریاضی متفاوتی است که کوانتس مرتبه ی دوم این مسئله را پوشش می دهد. در این ساختارها از طرفین، منبع به انتهای آنها وصل می شود جریان آنها در حالی که ولتاژ گیت، میدان مغناطیسی و دما تغییر می کند اندازه گیری می شود [۲]. از طرف دیگر این سیستمها می تواند به عنوان سیستم تک بعدی نیز در نظر گرفته شود. حالت های الکترونیک GNRS وابستگی شدیدی به ساختارهای لبه آنها دارد که به صورت زیگزاگی یا آرمچیری است. که در این تحقیق مدل آرمچیری بررسی می گردد. با ساخت متمایز نانو نوارهای گرافینی می توان باعث برجسته شدن مشخصه انتقال آنها شد. برای کنترل انتقال الکترون در راستای نانو نوارهای گرافینی می توان با تغییر پارامترهای خارجی نانو نوارها به این امر دست یافت.

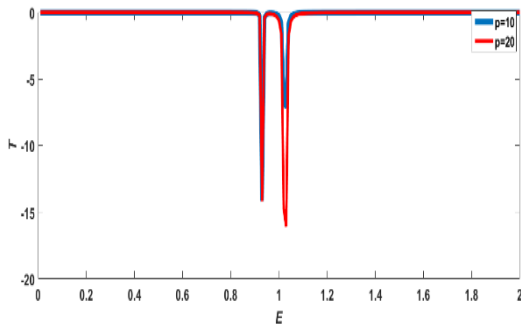
در این کار چگونگی یافتن مشخصه انتقال الکترونیک در راستای نانو نوارهای گرافینی بررسی شده است و تاثیرات روی هدایت الکتریکی در راستای نانونوارهای گرافینی متصل به مولکول های ارگانیک از نوع نانو نوار گرافینی بررسی شده است. این نانو ساختارها با استفاده از مدل تایت بیندینگ همیلتونین و هدایت الکترونیک آنها توضیح داده شده است و حاتهای چگالی آنها با فرمول های گرین فانکشن که بر پایه تکنیک های نرمالیزه است محاسبه شده است. این تحقیق نشان داده است که در مشخصه انتقال یک توازن زوج فردی به عنوان تابعی از طول مولکول های متصل شده وجود دارد. همچنین طیف انرژی متناظر با طول مولکول ها توسط یک سری فانو آنتی رزونانس های موجود در مشخصه انتقال سیستم بدست می آید. در این کار ما می خواهیم

### ۳- شبیه سازی

برای بررسی اثرات هدایت الکتریکی در راستای نانو نوارهای گرافینی ما ابتدا به بررسی تغییر عرض نانونوار گرافینی بدون حضور زنجیره‌های مولکولی می‌پردازیم. شکل ۲ مقایسه مشخصه انتقال الکتریکی در راستای نانونوار گرافینی برای دو عرض متفاوت ۱۰ و ۲۰ دات کربنی را نشان می‌دهد همانطور که از شکل مشخص است با افزایش عرض نانونوار گرافینی ارتفاع آنتی-رزونانت افزایش می‌یابد.

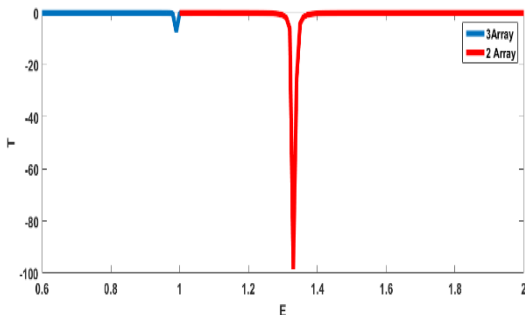


شکل ۲ مشخصه انتقال الکتریکی در راستای نانو نوار گرافینی برای عرض  $p=20$  (قرمز) و عرض  $p=10$  (آبی)



شکل ۳ مشخصه انتقال الکترونیکی برای دو حالت  $m=33, n=7$  و عرض  $p=10$  (آبی) و  $p=20$  (قرمز)

همانطور که از شکل ۳ نیز مشخص است افزایش عرض نانو نوار گرافینی باعث افزایش ارتفاع آنتی-رزونانت‌ها می‌شود.



شکل (۱) نمای کلی ساختار نانو نوار گرافینی با طول  $n$  و طول زنجیره  $m$  و عرض  $p$

اولین قدم در یافتن مشخصه انتقال این ساختارها یافتن تابع همیلتونین کلی این [۴] ماتریس همیلتونین آن می باشد. سیستم به شکل زیر می باشد:

$$H_T = H_L + H_C + H_R \quad (1)$$

$$H_C = \sum \epsilon_i C_i^\dagger C_i + \gamma \sum (C_i^\dagger C_j + h.c.) \quad (2)$$

که  $H_T$  نشان دهنده همیلتونین کل سیستم است،  $H_L$  همیلتونین منبع سمت چپ،  $H_C$  همیلتونین نانو نوار گرافینی و  $H_R$  همیلتونین منبع سمت راست می باشد.  $\epsilon_i$  سطح انرژی در کربن  $i$  و  $C_i^\dagger$  نشانگر تولید الکترون در جایگاه  $i$  می باشد و  $\gamma$  انرژی تونل زنی بین دو تراز می باشد.

سیستم ارایه شده از دو طرف به منبع انرژی از جنس اتم‌های کربن وصل شده است [۵] که تابع هدایت الکتریکی نهایی آن از رابطه زیر بدست می‌آید.

$$T = T_r(\Gamma_L G_C^r \Gamma_R G_C^a) \quad (3)$$

$$G_C^{r,a} = (E - H_C - A_L^{r,a} - A_R^{r,a})^{-1} \quad (4)$$

تابع گرین  $G_C^{r,a}$  پیشین و پسین می باشد  $\Gamma_L$  انرژی تونل زنی لیدها می باشد [۶].

$$\Gamma_{L,R} = i(A_{L,R}^r - A_{L,R}^a) \quad (5)$$

$$A_L^r = H_{CL}^\dagger g_i^r H_{CL} \quad (6)$$

و  $A_{L,R}^r$  انرژی سلفی منبع‌های سمت راست و سمت چپ می باشد که  $H_{CL}$  ماتریس انرژی تونل زنی بین منبع سمت چپ و نانو نوار می باشد.



توان بهترین حالت انتقال را بدست آورد و سیستم را همانند یک سیلاتور به کار برد.

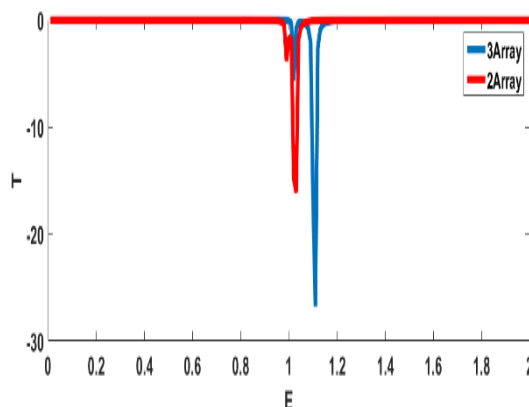
به عنوان نتیجه آخر طرحی که ارائه شده امکان کنترل انرژی و پهنای باند نقاط ممنوعه و دامنه طیف انتقال در راستای نانو نوار گرافینی را مستقلا فراهم می کند. سرانجام هدف این سیستم ساخت سنسورهای طیف سنج می باشد [۷].

## مراجع

- [15] L. Rosales, M. Pacheco, Z. Barticevic, A. Latge and P. A. Orellana, *Transport properties of graphene nanoribbons with side-attached organic molecules*, Departamento de fisica Brazil, December 2007, pp. 1-5
- [16] S. Datta, *Quantum Transport: Atom to Transistor*, 2005, pp. 156-185.
- [17] M. pourfath and S. Selberheir, *Current Transport in Carbon Nanotube Transistor*, May 2008, pp. 2-5.
- [18] M. B. Nardelli, *Electronic transport in extended systems: Application to carbon nanotube*, Department of physics, North California State University, March 1999, pp. 1-5
- [19] L. Rosales, M. Pacheco, Z. Barticevic, A. Latge and P. A. Orellana, *Conductance gaps in graphene ribbons designed by molecular aggregations*, Departamento de fisica, Brazil, January 2009, pp. 1-5.
- [20] H. Faezina, M. Zavvari, *Quantum modeling of light absorption in graphene based photo-transistors*, Department of Electrical Engineering, Tabriz Azad University, Urmia Azad University, March 2017, pp. 1-8.
- [21] A. Verges, G. Chiappe, Emilio San-Fabian and E. Louis, *Conductance through the armchair graphene nanoribbons 9-AGNR: Strong dependence on contact to leads*, *Departamento de Teoria y simulacion de Materiales*, Unidad Asociada del CSIC and Instituto Universitario de Materials, Spain, October 2018, pp. 1-6.

شکل ۴ مشخصه انتقال الکتریکی در راستای نانو نوار گرافینی رای  $k=3$  (آبی) و  $k=2$  (قرمز) و  $m=33$ ,  $n=21$

شکل ۴ مشخصه انتقال الکتریکی در راستای نانو نوار گرافینی که دو زنجیره مولکولی به آن متصل است (قرمز) را با مشخصه انتقال الکتریکی در راستای نانو نوار که سه زنجیره مولکولی به آن متصل است مقایسه می کند که طول زنجیره ها ۳۳ تراز و طول نانو نوار گرافینی ۲۱ تراز می باشد همانطور که از شکل دیده می شود ارتفاع آنتی رزونانتها در حالت دو زنجیره ای بیشتر می باشد.



شکل ۵- مشخصه انتقال الکتریکی در راستای نانو نوار گرافینی برای  $k=3$  (قرمز) و  $k=2$  (آبی) و  $m=55$ ,  $n=21$

شکل ۵ مقایسه مشخصه انتقال الکتریکی دو حالت دو زنجیره مولکولی (قرمز) و سه زنجیره مولکولی (آبی) متصل به نانو نوار گرافینی را نشان می دهد که طول زنجیره های مولکولی برابر ۵۵ تراز و طول نانو نوار گرافینی برابر ۲۱ تراز می باشد همانطور که از شکل دیده می شود ارتفاع آنتی رزونانتها و محل انرژی آنتی رزونانتها با تغییر تعداد مولکولهای کربنی تغییر می کند.

## ۴- نتیجه گیری

همانطور که از نتایج شبیه سازی مشخص است با افزایش تعداد زنجیره های مولکولی کربنی ارتفاع آنتی رزونانتها افزایش می یابد و با تغییر طول زنجیره های متصل مکان آنتی رزونانت تغییر کرده و تعداد آنتی رزونانتها نیز تغییر می کند در این ساختار با تغییر عرض نانو نوار نیز مشخصه انتقال تغییر کرده است همانطور که از شکل های بخش قبل مشخص است با افزایش عرض نانو نوار گرافینی ارتفاع آنتی رزونانتها تغییر کرده است. در این ساختار مولکولهای گرافینی همانند اسکاتر در مسیر عبور الکترون عمل کرده اند که با انتخاب مناسب طول زنجیره ها می

Aug. 17-19, 2019

## بررسی خواص فوتوکاتالیستی نانولوله‌های دی‌اکسید تیتانیوم پوشش داده شده توسط گرافین نقطه کوانتومی

اکرم‌زاده، ناهید<sup>۱</sup>، مرادی، محمود<sup>۲</sup>، به‌آئین، سعید<sup>۳</sup>، جلالی، ته‌مین<sup>۴</sup>، زندوکیلی، آرمیتا<sup>۵</sup>

۱- دانشگاه خلیج فارس بوشهر ۲- بخش فیزیک دانشگاه شیراز ۳- دانشگاه پیام نور شیراز

[mmoradi@shirazu.ac.ir](mailto:mmoradi@shirazu.ac.ir)

**چکیده:** در این مقاله ابتدا از یک صفحه تیتانیوم با خلوص ۹۹/۷٪ و ضخامت ۰/۲۵ میلی‌متر برای تولید نانولوله‌های دی‌اکسید تیتانیوم با روش آندایز الکتروشیمیایی استفاده شده است. پس از گذشت ۶۰ دقیقه نانولوله‌هایی به قطر حدود ۹۰ نانومتر و ارتفاع تقریبی ۱۳ میکرومتر تولید می‌شود. سپس اقدام به تولید گرافین نقطه کوانتومی با روش پیرولیز کرده و با روش اسپین کویتینگ روی ساختار نانولوله‌های دی‌اکسید تیتانیوم لایه نشانی می‌گردند. ابعاد تقریبی گرافین نقطه کوانتومی ۱۰ نانومتر است که به دلیل آگنومر شدن بزرگتر به نظر می‌رسد. در نهایت خاصیت فوتوکاتالیستی از طریق بررسی جذب نمونه تولید شده بررسی می‌شود.

**کلید واژه:** فوتوکاتالیست، گرافین نقطه کوانتومی، نانولوله‌های دی‌اکسید تیتانیوم.

## Study of Photocatalytic Properties of Titanium Dioxide Nanotubes Covered by Graphene Quantum dot

Nahid Akramzadeh<sup>1</sup>, Mahmoud Moradi<sup>2</sup>, saeed Beh'Acin<sup>3</sup>, Tahmineh Jalali<sup>4</sup>, Armita ZandVakili<sup>5</sup>

Physics / faculty sciences, Shiraz University, Shiraz, Iran, [mmoradi@shirazu.ac.ir](mailto:mmoradi@shirazu.ac.ir)

<sup>2</sup> Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran, [gholamreza.pirgholi\\_kivi@gmail.com](mailto:gholamreza.pirgholi_kivi@gmail.com)

**Abstract** – In this paper, a titanium plate with a purity of 99.7% and a thickness of 0.25 mm was used to produce titanium dioxide nanotubes by exploiting electrochemical anodization method. After 60 minutes, the nanotubes have been produced which their radius about of 90nm and approximate height is 13 $\mu$ m. Then, produces a Graphene Quantum dot with a pyrolyz method and by using the spin-quatting methods put it on the structure of the titanium dioxide nanotubes layer. The approximate dimensions of the graphene dot are 10 nm, which appear larger due to a generation. Finally, the photocatalytic property is investigated via examining the absorption of the produced sample.

**Keywords:** Photovoltaic, Graphene Quantum Dot, Titanium Dioxide Nanotubes

## ۱- مقدمه

بالا به دلیل جداسازی جفت الکترون-حفره و انتقال الکترون‌ها به یک باند انرژی مناسب به عنوان گیرنده کارآمد می‌باشند [۷].

دستگاه‌های فوتوالکتروشیمیایی نقاط کوانتومی با استفاده از گاف نواری باریک نزدیک نقاط کوانتومی به عنوان حساس کننده برای گرفتن نور خورشید به عنوان صرفه‌جویی منابع انرژی تجدید پذیر و پاکیزگی محیط زیست مورد توجه می‌باشند. برای پی بردن به تاثیر جدایی الکترون-حفره نیاز به این دستگاه‌ها می‌باشد [۸].

گرافین‌های نقطه کوانتومی دارای جریان فعال، بدون فلز و غیرسمی هستند. گرافین‌های نقطه کوانتومی به دلیل شکل‌گرفتنی از اوربیتال  $sp^2$  کربن پیوندی بسیار قوی و پایدار تحت عوامل شیمیایی سخت یا نور مرئی می‌باشند.

بارگذاری بسیار مناسب گرافین و شکل آن در فرم فوتوکاتالیست‌های بسیار عالی دارای کاربرد فراوان است. به منظور جلوگیری از تابع جداسازی بار گرافین، طراحی منطقی و مناسب فوتوکاتالیست‌های اصلاح شده گرافین مورد نیاز است، که در این میان  $TiO_2$  یک فوتوکاتالیست عالی با ثبات طولانی مدت و کم هزینه می‌باشد [۹].

هرچه اندازه ذرات گرافین نقطه کوانتومی کوچکتر باشد، شکاف باندی گسترده‌تر و در نتیجه امکان انتشار انرژی‌های بالاتر وجود دارد [۱۰].

## ۲- روش انجام آزمایش

### ۲-۱- تولید نانولوله تیتانیوم به روش آندایز

#### الکتروشیمیایی

ابتدا نانولوله‌های  $TiO_2$  به روش آندایز تولید می‌شوند. در اینجا ابتدا ورق تیتانیوم جهت چربی زدایی در سه مرحله توسط استون، اتانول و آب بی‌یون (DI) در حمام آلتراسونیک به مدت ۷ دقیقه شستشو داده می‌شود. سپس با گاز  $N_2$  خشک می‌شود. پس از آن آندایز در دو مرحله آغاز می‌شود.

در مرحله اول ورق تیتانیوم در راکتور مخصوص آندایز و محلول فلوراید (۳٪) آمونیوم فلوراید، ۲٪ حجمی آب بدون یون (DI) در اتیلن گلیکول) به مدت ۴۵ دقیقه و ولتاژ ۶۰ ولت قرار داده می‌شود. در این مرحله نمونه را با آب DI شستشو داده و با گاز  $N_2$  خشک کرده تا لایه نشانده شده بر سطح کنده شود. در مرحله دوم پس از حذف ساختار ایجاد شده مجدداً تحت همان شرایط اقدام به آندایز مجدد می‌شود (شکل ۱).

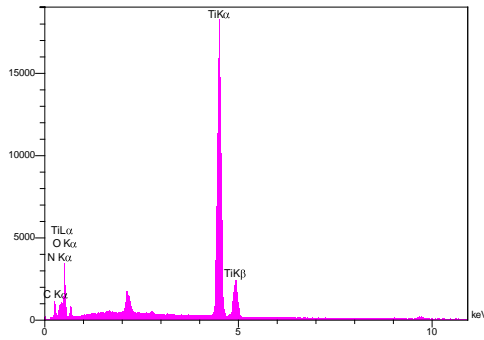
اولین بار فوجیشیما<sup>۱</sup> و هوندا<sup>۲</sup> موفق به کشف خواص حساس به نور  $TiO_2$  شدند، که بر پایه آن نقص شیمیایی  $TiO_2$  به عنوان یک مزیت خاص در فرآیند فوتوالکتروشیمیایی شامل ساختار الکترونی و حمل بار مورد توجه قرار گرفت. این نقص که ناشی از کمبود اکسیژن می‌باشد منجر به بازدهی بالای فوتوالکتروند می‌شود [۱]. مطالعات نشان داده که آرایه‌های نانولوله عمر بیشتر و همچنین سرعت انتقال سریع‌تر الکترون‌ها را نسبت به نانو ذرات دارد [۲].

نانولوله‌های  $TiO_2$  خودسازمان یافته بر روی یک بستر فلزی تیتانیوم رشد می‌کنند که در طی دهه‌های گذشته توجه زیادی را به خود جلب کرده است. کاربرد این نانولوله‌ها در زمینه‌های بیومدیkal، فوتوکاتالیست، فوتوالکتروشیمیایی و سلول‌های خورشیدی رنگدانه‌ای (DSSC) می‌باشد. عملکرد نانولوله‌ها به پارامترهایی از قبیل طول، قطر و عمق نانولوله‌ها وابسته می‌باشد. به طور مثال زمان آندایز، کنترل کننده طول نانولوله می‌باشد [۳].

نانولوله  $TiO_2$  اولین بار توسط هوی<sup>۳</sup> که از روش کمکی<sup>۴</sup> استفاده کرد گزارش شد. امروزه روش‌های بسیاری از قبیل سل‌ژل، هیدروترمال، آندایز، فوتوالکتروشیمیایی و روش‌های قلبیایی وجود دارند که در میان آن‌ها آندایز به دلیل فرآیند ساده ساخت، هزینه تولید کم و کنترل پارامترهایی از قبیل پتانسیل، PH و زمان آندایز که بر روی مورفولوژی تاثیر بسزایی دارد، بیشتر مورد توجه قرار گرفته است [۴]. همچنین نانولوله‌های رشد یافته از این روش دارای سطح مقطع بزرگ‌تر و بار انتقالی و نرخ بازترکیب کمتری نسبت به نانوذرات می‌باشد [۵].

نقاط کوانتومی توانایی تنظیم گاف نواری مطابق با طیف نوری خورشید را دارند که باعث می‌شود به عنوان یک حساس کننده در برنامه‌های کاربردی سلول‌های خورشیدی نقطه کوانتومی مورد توجه قرار گیرند. مطالعات بسیاری با استفاده از نقاط کوانتومی به عنوان حساس کننده بر روی مواد مختلف از قبیل  $TnAs$ ,  $pbs$ ,  $pbse$ ,  $cdTe$ ,  $cdse$ ,  $cds$  انجام شده است [۶].

نقاط کوانتومی به دلیل قابلیت اندازه‌گیری و بازدهی نوری و حامل‌های کارآمد و پتانسیل بیشتر از محدوده کوپرز نقشی اساسی در انقلاب دستگاه‌های فوتولتائیک ایفا کرده‌اند. نقاط کوانتومی نقش مهمی در توسعه سلول‌های خورشیدی با کارایی

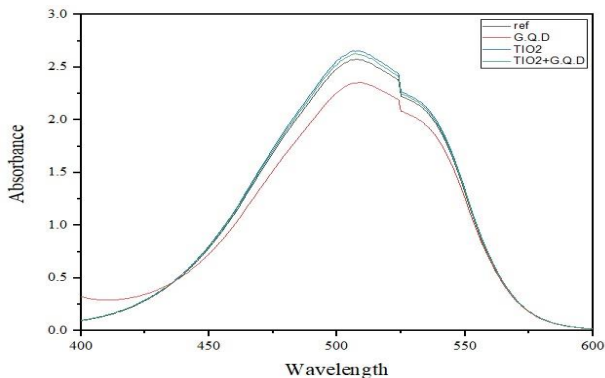


شکل ۳: ایدکس ساختار تولید شده.

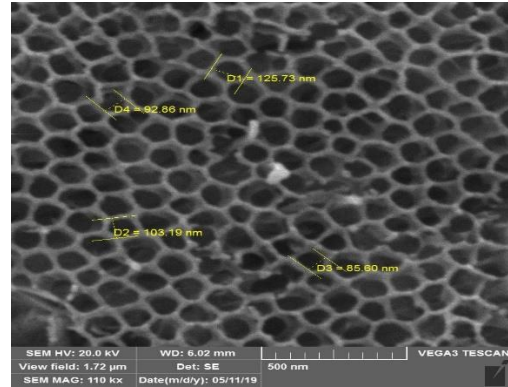
### ۳- بحث و نتیجه گیری

با توجه به شکل ۱، آرایه‌های منظم نانولوله‌های دی اکسید تیتانیوم تشکیل شده و دارای قطر بین ۹۰ تا ۱۳۰ نانومتر و ارتفاع ۱۳ میکرومتر می‌باشند. همانگونه که در شکل ۳ (ایدکس) مشاهده می‌شود، عناصر تیتانیوم، اکسیژن و کربن در ساختار ایدیده می‌شوند. در ادامه بررسی خواص فوتوکاتالیستی گرافین نقطه کوانتومی و انجام آنالیز اسپکتروفوتومتر، با در معرض قرار دادن نمونه‌های  $TiO_2$  با گرافین نقطه کوانتومی و بدون آن همراه با متیل اورنژ تحت نور فرابنفش در طی بازه‌های زمانی مختلف ۰، ۳۰، ۶۰ و ۹۰ دقیقه با توجه به نمودارهای به دست آمده در شکل‌های شماره ۴ و ۵، به نتایج زیر دست پیدا می‌کنیم.

با مقایسه محلول متیل اورنژ مینا (به رنگ مشکی در نمودار مشخص شده است)، با زمانیکه محلول بر روی ساختار نانولوله قرار گرفته است در زمان صفر (یک ساعت تاریکی)، مشاهده می‌شود که جذب کمتر شده است که دال بر خاصیت فوتوکاتالیستی گرافین نقطه کوانتومی می‌باشد.



شکل ۴: نمودار طیف جذبی از محلول متیل اورنژ روی گرافین نقطه کوانتومی در یک ساعت تاریکی.

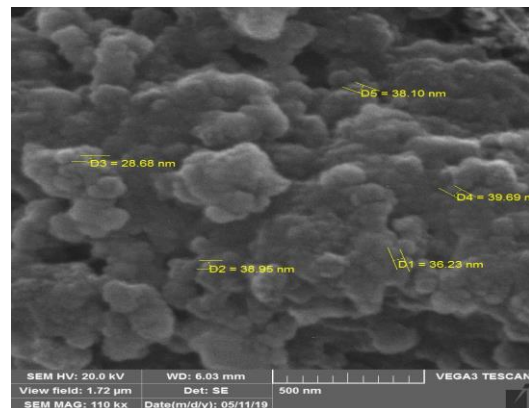


شکل ۱: نمای از بالای سطح نانولوله‌های دی اکسید تیتانیوم، که ابعاد آن در شکل ذکر شده است.

### ۲-۲- تولید گرافین نقطه کوانتومی با روش

#### پیرولیز

اسید سیتریک را به دمای ۲۰۰ درجه سانتی‌گراد رسانده پس از آن با استفاده از آب یا اتانول، محلول زرد رنگ گرافین نقطه کوانتومی رقیق می‌شود. سپس گرافین‌های نقطه کوانتومی تولید شده، به روش اسپین کویتینگ بر روی ساختار نانولوله‌های دی اکسید تیتانیوم قرار داده شد، تا حساس به گرافین نقطه کوانتومی شود.



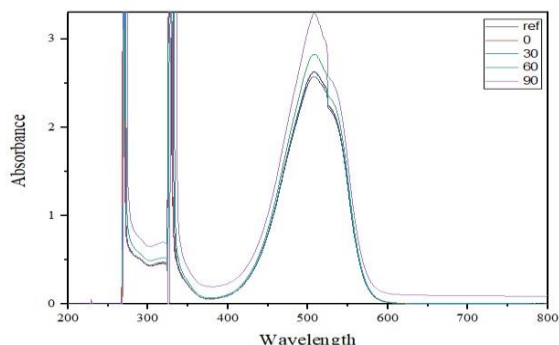
شکل ۲: گرافین نقطه کوانتومی‌های اگنومر شده، را نشان می‌دهد.

در ادامه برای اثبات وجود عناصر مورد انتظار در ساختار اقدام به گرفتن تست ایدکس می‌شود..

electrolytes. *Journal of the American Chemical Society*, 2012, 134(28), pp.11316-11318.

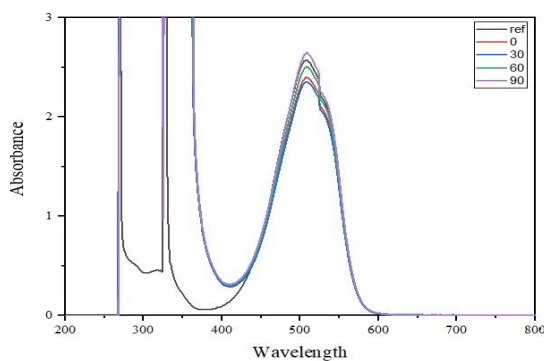
- [4] Jedi-Soltanabadi, Z., Ghorannevis, M., Ghorannevis, Z. and Akbari, H. Effect of Ti Substrate Ion Implantation on the Physical Properties of Anodic TiO<sub>2</sub> Nanotubes. *Journal of the Korean Physical Society*, 72(5), 2018, pp.604-609.
- [5] Zubair, M., Kim, H., Razaq, A., Grimes, C.A. and In, S.I., 2018. Solar spectrum photocatalytic conversion of CO<sub>2</sub> to CH<sub>4</sub> utilizing TiO<sub>2</sub> nanotube arrays embedded with graphene quantum dots. *Journal of CO<sub>2</sub> Utilization*, 26, 2018, pp.70-79
- [6] Badawi, A., Al-Hosiny, N. and Abdallah, S. The photovoltaic performance of CdS quantum dots sensitized solar cell using graphene/TiO<sub>2</sub> working electrode. *Superlattices and Microstructures*, 81, 2015 pp.88-96
- [7] Guo, C.X., Yang, H.B., Sheng, Z.M., Lu, Z.S., Song, Q.L. and Li, C.M. Layered graphene/quantum dots for photovoltaic devices. *Angewandte Chemie International Edition*, 49(17), 2010, pp.3014-3017.
- [8] Pan, D., Xi, C., Li, Z., Wang, L., Chen, Z., Lu, B. and Wu, M.. Electrophoretic fabrication of highly robust, efficient, and benign heterojunction photoelectrocatalysts based on graphene-quantum-dot sensitized TiO<sub>2</sub> nanotube arrays. *Journal of Materials Chemistry A*, 1(11), 2013, pp.3551-3555.
- [9] Yu, Y., Ren, J. and Meng, M. Photocatalytic hydrogen evolution on graphene quantum dots anchored TiO<sub>2</sub> nanotubes-array. *International Journal of Hydrogen Energy*, 38(28), 2013, pp.12266-12272.
- [10] Khan, Z.H. ed., 2017. *Recent Trends in Nanomaterials: Synthesis and Properties* (Vol. 83). Springer.

پس از ۳۰ دقیقه همانگونه که مشاهده می شود جذب از زمان صفر هم کمتر شده است که این ادعا را ثابت می کند. با افزایش زمان تابش نور به ۶۰ و ۹۰ دقیقه با توجه به تبخیر محلول و بالا رفتن غلظت، مجددا جذب افزایش می یابد. برای جلوگیری از این افزایش جذب نیازمند روش هایی جهت جلوگیری از تبخیر و افزایش دمای محلول می باشیم. ضمناً این افزایش جذب برای نمونه TiO<sub>2</sub> و TiO<sub>2</sub> لایه نشانی شده با گرافین نقطه کوانتومی همراه بوده است.



شکل ۵: طول موج جذب TiO<sub>2</sub> لایه نشانی شده با گرافین نقطه کوانتومی در بازه زمانی مختلف را نشان می دهد.

همچنین نتایج اسپکتروفوتومتر در رابطه با محلول گرافین نقطه کوانتومی به تنهایی در شکل ۶ آورده شده است. در نهایت خاصیت فوتوکاتالیستی از طریق بررسی جذب نمونه تولید شده بررسی می شود.



شکل ۶: نمودار جذب محلول گرافین نقطه کوانتومی.

## مراجع

- [1] Bak, T., Nowotny, J. and Nowotny, M.K., Defect disorder of titanium dioxide. *The Journal of Physical Chemistry B*, 110(43), pp.21560-21567, 2006.
- [2] Sun, Q., Hong, Y., Zang, T., Liu, Q., Yu, L. and Dong, L., The Application of Heterostructured SrTiO<sub>3</sub>-TiO<sub>2</sub> Nanotube Arrays in Dye-Sensitized Solar Cells. *Journal of The Electrochemical Society*, 165(4), 2018, pp.H3069-H3075.
- [3] So, S., Lee, K. and Schmuki, P. Ultrafast growth of highly ordered anodic TiO<sub>2</sub> nanotubes in lactic acid

Aug. 17-19, 2019

## تأثیر آرایش فلزات قلیایی پتاسیم و سدیم بر خواص الکترواپتیکی نانوذرات اکسیدروی

اکرمی، بتول<sup>۱</sup>؛ باعدی، جواد<sup>۱</sup>؛ کوشکی، احسان<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار، ایران

[ehsan.koushki@gmail.com](mailto:ehsan.koushki@gmail.com), [j.baedi@hsu.ac.ir](mailto:j.baedi@hsu.ac.ir), [b.akrami26@gmail.com](mailto:b.akrami26@gmail.com),

**چکیده:** در این مطالعه نانوذرات ZnO:K, ZnO:Na, ZnO، جهت بررسی خواص ساختاری و اپتیکی نانوذرات تهیه شده آنالیز XRD، تکنیک Zscan و طیف UV-Vis گرفته شد. نتایج حاصل از XRD نشان دهنده تشکیل فاز خالص ZnO با اندازه ۱۷ نانومتر و انرژی گاف ۳/۲۷ الکترون ولت بود که در اثر آرایش با سدیم و پتاسیم به ترتیب به میزان بلورینگی افزوده و از میزان بلورینگی کاسته شده است. بررسی نتایج DLS حاکی از افزایش ثابت شبکه و سایز ذرات است که میانگین اندازه ذرات برای ZnO، ZnO:Na و ZnO:K به ترتیب برابر ۶۰، ۷۰ و ۷۵ نانومتر حاصل شد. طبق نتایج حاصل از تکنیک Zscan و طیف UV-Vis انرژی گاف به ترتیب برابر ۳/۲۰، ۳/۱۷ و ۳/۱۰ و ضریب جذب غیر خطی به ترتیب برابر با  $۱/۲ \times 10^{-3}$ ،  $۲/۴ \times 10^{-3}$  و  $۳/۶ \times 10^{-3}$  سانتی متر بروات بدست آمد.

**کلید واژه:** نانوذرات اکسیدروی، سل-ژل، XRD، تکنیک Z-scan

## The Effect of Alkali Metals K and Na on Electro-Optical Properties of ZnO Nanoparticles

Akrami, Batool<sup>1</sup>; Baedi, Javad<sup>1</sup>; Koushki, ehsan<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics - Solid State, Department of Science, University of Hakim Sabzevari, Sabzevar, IRAN

**Abstract** – In this study, nanoparticles ZnO, ZnO: Na and ZnO:K were prepared by Sol-Gel method. The XRD, DLS, Zscan and UV-Vis spectroscopy were used to investigate the structural and optical properties of nanoparticles. The results of the XRD show that the pure ZnO phase with a thickness of 17nm and energy gap of 3.27eV were increased by Na and K respectively and decreased by the degree of crystallinity, respectively. The results of the DLS analysis show that the constant increase of the grid and the particle distribution show that the mean particle size for ZnO, ZnO:Na and ZnO:K was 60, 70 and 75nm, respectively. According to the results of the Zscan technique, the gap energy is 3.20, 3.17 and 3.10 respectively, and the nonlinear absorption coefficient is equal to  $1.2 \times 10^{-3}$ ,  $2.4 \times 10^{-3}$  and  $3.6 \times 10^{-3}$  cm/W.

**Keywords:** Zinc Oxide nanoparticles, Sol-Gel, XRD, Z-scan technique



## ۱- مقدمه

هیدروکسید ۰/۳ مولار و به محلول سوم پتاسیم هیدروکسید ۰/۳ مولار اضافه کرده و تمام مراحل مجدد تکرار شد تا در نهایت سه پودر از نانو ذرات ZnO:Na و ZnO:K و ZnO با روش سل-ژل بدست آمد. مقداری از پودر هارا جهت انجام آنالیز XRD کنار گذاشته و مابقی را جهت انجام آنالیزهای DLS و Zscan و UV در مقداری آب مقطر حل کرده تا محلول رقیقی بدست آید. قبل از انجام تست UV عمل سانتیفریوژ جهت جداسازی ذرات سنگین و درشت از ذرات سبک تر و مشخصه یابی بهتر و قبل از انجام تست DLS عمل آلتروسونیک جهت همگن سازی محلول و جلوگیری از آگلومره شدن آن صورت گرفت. خواص ساختاری ذرات بدست آمده شامل نوع ساختار و وسایز ذرات توسط پراش اشعه X با طول موج تقریباً ۱/۵ آنگستروم انجام گرفت و وسایز ذرات با استفاده از رابطه دبی-شرر محاسبه شد.

$$D = K\lambda / \beta \cos\theta \quad (1)$$

در این رابطه D اندازه بلور، K ثابت و برابر ۰/۹۴ و  $\lambda$  طول موج تابشی است که ۱/۵۴ آنگستروم می باشد و  $\beta$  عرض کامل نیم ماکزیمم (FWHM) است. آنالیز بعدی که جهت اندازه گیری توزیع ذرات انجام گرفت پراش نور دینامیکی یا همان DLS بود. بررسی خواص اپتیکی ذرات با تست های UV و روبش Z انجام گرفت که تکنیک Zscan یکی از پدیده های اپتیک غیر خطی بوده که شامل دو آزمایش با عنوان درپچه باز و درپچه بسته است که در این مقاله برای تعیین مقدار و علامت ضریب جذب غیر خطی روبش Z با درپچه باز انجام گرفت.

## ۳- بحث و نتیجه گیری

نتایج حاصل از پراش اشعه X در شکل (۱) نشان میدهد که در نمودار مربوط به ZnO خالص الگوی پراش دارای قله هایی در زوایای براگ ۳۱/۹۱، ۳۴/۵۶، ۳۶/۳۸، ۴۷/۶۷، ۵۶/۷۲، ۶۲/۹۸، ۶۸/۰۶ بوده که به ترتیب مربوط به صفحات (۱۰۰)، (۰۰۲)، (۱۰۱)، (۱۰۲)، (۱۱۰)، (۱۰۳)، (۱۱۲) می باشد که بیانگر تشکیل فاز خالص اکسیدروی هگزاگونال و رتزیات است. طبق شکل a1 شدیدترین قله مربوط به صفحه (۱۰۱) بوده و بیانگر جهت ترجیحی نانوذرات سنتز شده است که اندازه فاصله سطح داخلی با استفاده از معادله براگ در این قله برابر ۲/۴۶۷ آنگستروم بدست آمد. اندازه نانوذرات با کمک رابطه دبی-شرر مربوط به شدیدترین قله حدود ۱۷ نانومتر اندازه گیری و ثابت های شبکه برای این قله به ترتیب  $a=b=3/249882$  و  $c=5/20661$  آنگستروم حاصل شد. شکل (b1) اکسیدروی آلاییده شده با

نانوذرات نیمه رسانا با گاف نواری مستقیم از نظر مطالعات الکتریکی و اپتیکی و کاربردی بسیار مورد توجه قرار گرفته اند. یکی از نانوذرات بسیار پرکاربرد، نانوذرات اکسید روی است. اکسیدروی با داشتن گاف انرژی بسیار بالای ۳/۳۷ الکترون ولت و انرژی برانگیختگی ۶۰ میلی الکترون ولت باعث شده در بسیاری زمینه ها از جمله درسنسورهای گازی، دیودها، سلول های خورشیدی و دستگاه های پیزوالکتریک، حسگرهای شیمیایی، ساطع کننده امواج فرابنفش و... مورد استفاده قرار گیرد [۱-۳].

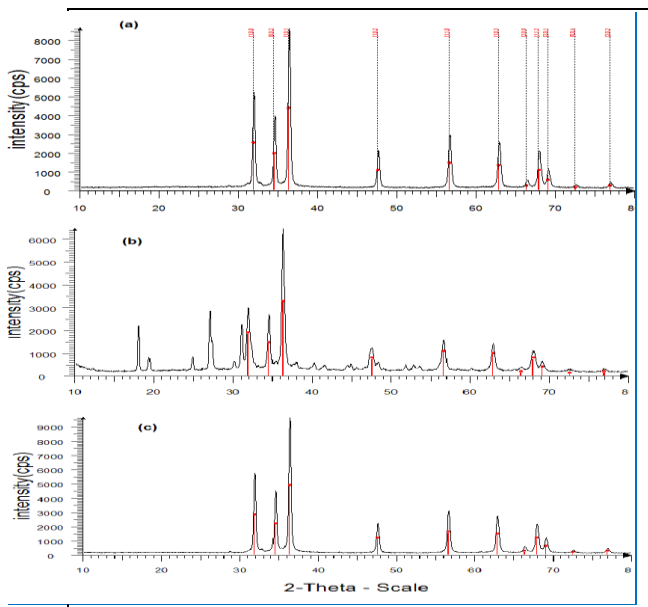
اکسیدروی نیمه رسانای مهمی از گروه VI-II بوده که دارای ساختار مکعبی زینک بلند و یا شش گوشه و رتزیات می باشد [۴]. افزودن مقداری ناخالصی از گروه فلزات قلیایی باعث تغییر خواص اپتیکی، الکتریکی و ساختاری اکسیدروی می شود. اکسیدروی را می توان با Na, Li و K آلایش داد و تغییراتی همچون سایز ذرات، گاف انرژی و ضریب جذب غیر خطی را بررسی نمود. روش های مختلفی برای سنتز نانوذرات اکسید روی و اکسیدروی آلاییده وجود دارد که روش سل-ژل به دلیل سادگی و کم هزینه بودن در این مقاله مورد استفاده قرار گرفت. تمامی آزمایشات در آزمایشگاه حالت جامد و اپتیک دانشگاه حکیم سبزواری انجام گرفت.

## ۲- کارهای آزمایشگاهی

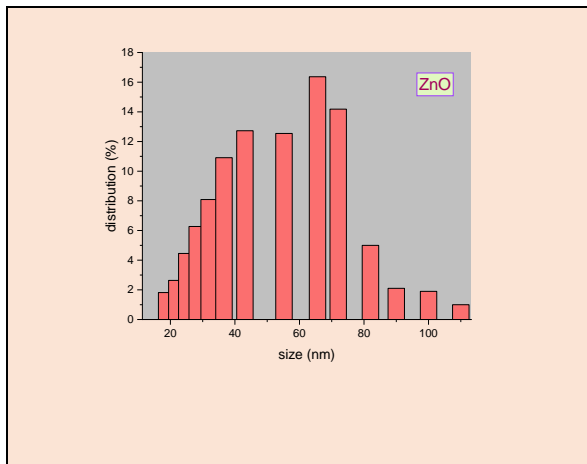
در این کاراستات روی دوآبه ( $Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$ ) با خلوص بالای ۹۹/۵٪ از شرکت مرگ به عنوان پیش ماده و متانول ( $CH_3OH$ ) با خلوص بالای ۹۹/۸٪ به عنوان حلال مورد استفاده قرار گرفت. مقدار ۰/۵ گرم استات روی را در ۵۰ سی سی متانول ریخته و به مدت ۳۰ دقیقه در دمای اتاق هم زده شد. سپس محلول مورد نظر بر روی هات پلیت در دمای ۶۰ درجه و با دور ۴۰ دور در دقیقه به مدت ۴ ساعت حرارت داده شد. جهت پایداری محلول از TEOS به عنوان سورفکتانت استفاده شد. بعد از مدت ۴ ساعت ژل سفید رنگی بجا ماند که جهت هسته زایی و پایداری بیشتر به مدت ۲۴ ساعت در دمای اتاق و به دور از آلودگی ژل را بی حرکت گذاشته تا سرد شود و پودر سفید رنگی به دست آید. پودر حاصل را درون بوته چینی ریخته و به مدت ۱۴ ساعت در دمای ۳۰۰ درجه کوره قرار داده. در ادامه مجدد محلول اولیه را برای بار دوم و سوم تهیه کرده و این بار جهت بررسی تاثیر مواد آلاییده به محلول دوم سدیم

در شکل (۵) نمودارهای مربوطه نشان می دهد نقاط حاصل از اندازه گیری های تجربی با تقریب خوبی با داده های تئوری مطابقت می کند. آزمایش Zscan با لیزر هلیوم- نئون که هر فوتون آن ۱/۹۶ الکترون ولت انرژی دارد انجام شده بنابراین دو فوتون همزمان تا گاف ۳/۹۲ الکترون ولت را پوشش می دهند و این یعنی هر سه ماده می توانند جذب دو فوتونی داشته باشند. هرچه گاف نواری کاهش پیدا کند، جذب افزایش می یابد و سطح مقطع جذب نیز زیاد می شود. با توجه به بستگی جذب دوفوتونی به سطح مقطع جذب، با افزایش سطح مقطع احتمال جذب دوفوتونی هم زیاد می شود.

بنابراین با افزایش سطح مقطع، ضریب جذب غیر خطی نیز افزایش می یابد. جدول ۱ مقادیر بدست آمده برای گاف نواری و ضریب جذب غیرخطی این نانوذرات را نشان می دهد.



شکل (۱) : نمودار XRD برای ZnO:Na و ZnO:K و ZnO



پتاسیم را نشان می دهد که پیک های مربوطه جایابی بسیار کمی داشته ولی تیز و باریک شده اند که این تیزتر و باریک تر شدن نشان از بلورینگی بیشتر است. در شکل (۱) که اکسیدروی آلاییده با سدیم را نشان می دهد جایابی پیک ها به سمت چپ بیشتر مشاهده می شود و همچنین از تیزی و باریکی پیک ها کاسته و بلورینگی کمتر شده است. با توجه به رابطه براگ  $n\lambda = 2d \sin\theta$  هرچه ساختار شبکه  $d$  افزایش یابد  $\sin\theta$  و در نتیجه  $\theta$  کاهش می یابد و پیک ها به سمت اعداد کوچکتر جایابی می شوند. افزایش ساختار شبکه باعث افزایش سایز ذرات شده است.

بررسی آنالیز DLS و نمودارهای مربوط به توزیع ذرات نشان می دهد به دلیل بزرگی شعاع اتمی ثابت شبکه نیز رشد یافته و ذرات بزرگتر شده اند و میانگین ذرات برای اکسیدروی خالص و آلاییده با سدیم و پتاسیم به ترتیب برابر ۶۰، ۷۰ و ۷۵ نانومتر بدست آمد. شکل (۲) این نمودارها را نشان میدهد.

بامشخصه یابی طیف جذبی مرئی- ماوراء بنفش گاف انرژی نانوذرات بررسی شد، در شکل (۳) نمودارها نشان می دهند که افزودن آلایش سدیم و پتاسیم باعث کاهش گاف انرژی می شود که با کاهش گاف ماده به سمت رسانایی پیش می رود و جذب آن در همه طول موج ها افزایش می یابد. برای بدست آوردن گاف نواری از رابطه زیر استفاده شد :

$$E = hc/\lambda \quad (2)$$

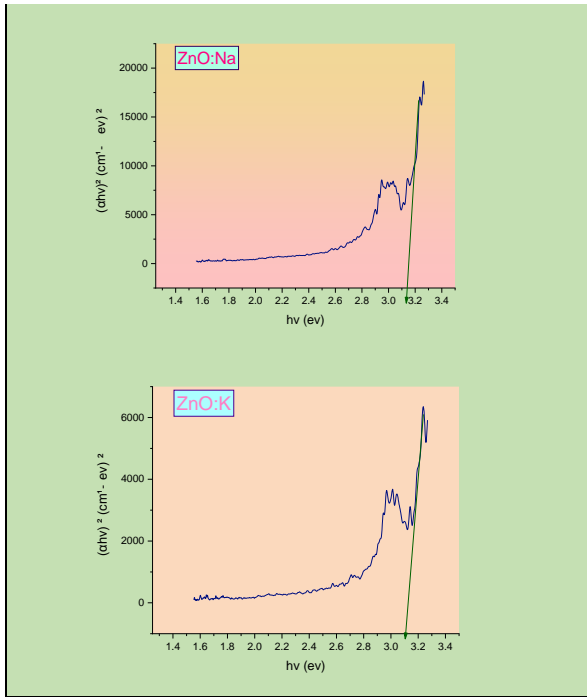
که  $h$  ثابت پلانک و برابر  $6.626 \times 10^{-34}$  ژول ثانیه می باشد.  $C$  سرعت نور است. هرگاه انرژی فوتون فرودی ( $h\nu$ ) از انرژی گاف نواری بیشتر یا برابر باشد انرژی جذب میشود اما اگر کمتر از گاف باشد از ماده عبور می کند.

رابطه ضریب جذب با گاف نواری از فرمول تاوک بیان می شود:

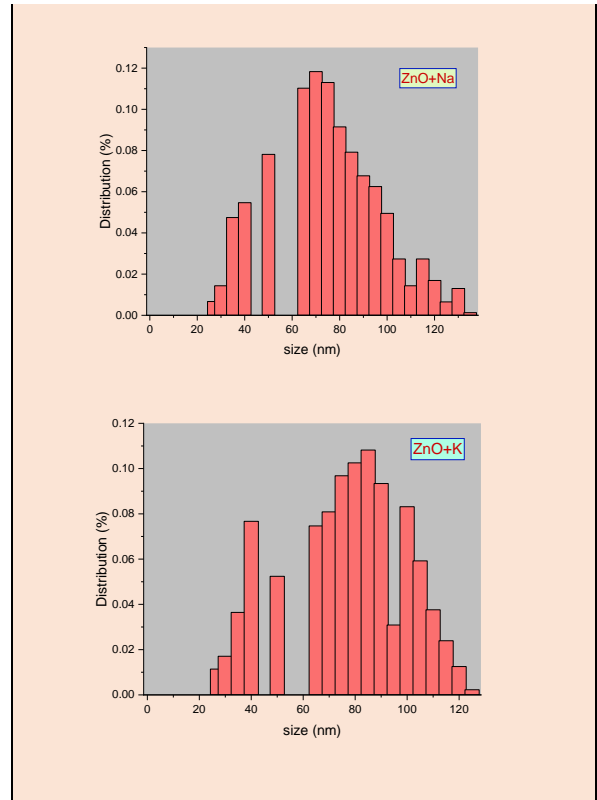
$$(\alpha h\nu)^n = B(h\nu - E_g) \quad (3)$$

که  $B$  مقداری ثابت،  $n=2$  برای گذار مستقیم و  $n=0.5$  برای گذار غیر مستقیم است و  $E_g$  گاف نواری است که محاسبه می شود. با رسم نمودار  $(\alpha h\nu)^2$  برحسب  $h\nu$  و با محاسبه شیب نمودار مقدار گاف نواری را می توان بدست آورد. شکل (۴) مقدار گاف نواری را نشان می دهد.

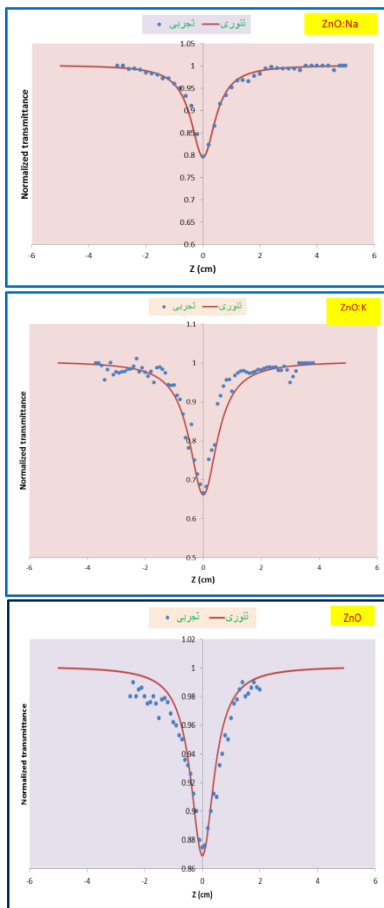
بامطالعه در زمینه اپتیک غیرخطی و بررسی تکنیک Zscan با دهانه باز مقدار ضریب جذب غیرخطی برای این نانوذرات بدست آمد.



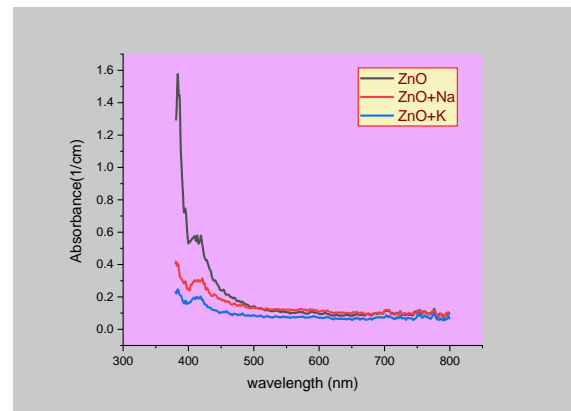
شکل (۴) : نمودار گف نوری هر سه ماده



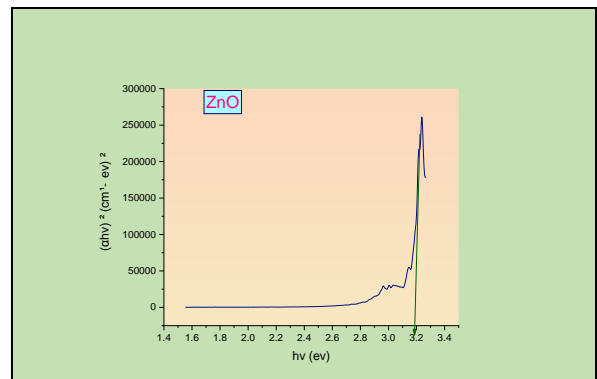
شکل (۲) : نمودار توزیع ذرات حاصل از پراش نور دینامیکی



شکل (۵) : نمودار روپش Z با دهانه باز



شکل (۳) : نمودار طیف جذبی



جدول (۱) : مقادیر انرژی گاف و ضریب جذب غیر خطی هر سه

ماده

نام ماده	$E_g$ انرژی گاف نواری (eV)	$\beta$ ضریب جذب غیر خطی (cm/W)
ZnO	۳/۲۷	$۱/۲ \times 10^{-۲}$
ZnO:Na	۳/۱۷	$۲/۴ \times 10^{-۳}$
ZnO:K	۳/۱۰	$۳/۶ \times 10^{-۲}$

#### ۴- مراجع

- [1] R. Swanepoel, Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon. Journal of Physics E: Scientific Instruments. 16: 1214222 (1983).
- [2] M.H.Huang, S. Mao, H. Feick, H. Yan, Y. Wu, H. Kind, E. Weber, R. Russo, P. Yang, Room-temperature ultraviolet nanowire nanolasers. Science. 292: 1897-1899 (2001).
- [3] N. Saito, H. Haneda, T. Sekiguchi, N. Ohashi, I. Sakaguchi, K. Koumoto, Low-temperature fabrication of light-emitting zinc oxide micropatterns using self-assembled monolayers. Advanced Materials. 14:418-421 (2002)
- [4] Yogesh S.Sonawanea, K.G.Kanadeb, B.B.Kalec, R.C.Aiyer, Electrical and gas sensing properties of self-aligned copper-doped zinc oxide nanoparticles. Materials Research Bulletin. 43:2719-2726, (2008).

Aug. 17-19, 2019

## تأثیر آرایش گرافین بر فعالیت فوتوکاتالیستی نانوساختارهای بیسموت تیتانایت جهت حذف متیلن بلو از آب

حمیده بیدکانی بختیاروند<sup>۱\*</sup>، احدصابر<sup>۲</sup>، یاشار عزیزیان کلاندرق<sup>۱،۲،۳</sup>، غلامرضا پیرقلی گیوی<sup>۲</sup>

۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران

۲ گروه علوم مهندسی، دانشکده فناوری های نوین، دانشگاه فناوری های نوین سبلان، نمین، ایران

ایمیل نویسنده: [hamidhe.bidakani@yahoo.com](mailto:hamidhe.bidakani@yahoo.com)

**چکیده:** در این پژوهش، نانوساختارهای بیسموت تیتانایت و بیسموت تیتانایت آلاینده شده با غلظت های مختلف گرافین به روش میکروموج تهیه شده و ویژگیهای ساختاری، ریخت شناسی و خواص اپتیکی این نانوساختارها از طریق آنالیز الگوی پراش پرتو ایکس (XRD)، میکروسکوپی الکترونی روبشی (SEM) و طیف سنجی جذبی مرئی-فرا بنفش (UV-Vis) مورد بررسی قرار گرفته اند. سپس، تاثیر میزان آرایش گرافین بر فعالیت فوتوکاتالیستی نانوساختارهای بیسموت تیتانایت برای حذف متیلن بلو از آب بررسی شده است. نتایج فعالیت فوتوکاتالیستی نشان می دهد که با افزایش میزان آرایش گرافین فعالیت فوتوکاتالیستی نانوساختارها ابتدا افزایش و سپس کاهش یافته است. بالاترین فعالیت فوتوکاتالیستی مربوط به نمونه بیسموت تیتانایت آلاینده شده با ۲٪ گرافین می باشد که در مدت ۴۰ دقیقه موجب تخریب ۹۸٪ متیلن بلو شده است.

**کلید واژه:** نانوساختار، بیسموت تیتانایت، گرافین، فعالیت فوتوکاتالیست، متیلن بلو

## The Effect of the Graphene Doping on the Photocatalytic Activity of Bismuth Titanate Nanostructures for Removing Methylene Blue from Water

Hamideh Bidakani-Bakhtiarvand<sup>1\*</sup>, Ahad Saber<sup>2</sup>, Yashar Azizian-Kalandaragh<sup>1,2</sup>, Gholamreza Pirgholi-Givi<sup>2</sup>

<sup>1\*</sup>Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P.O. Box 179, Ardabil, Iran, [hamidhe.bidakani@yahoo.com](mailto:hamidhe.bidakani@yahoo.com)

<sup>2</sup>Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P.O. Box 179, Ardabil, Iran, [a\\_saber@uma.ac.ir](mailto:a_saber@uma.ac.ir)

<sup>1,2</sup>Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, P.O. Box 179, Ardabil, Iran, [yashar.a.k@gmail.com](mailto:yashar.a.k@gmail.com)

<sup>2</sup> Department of Engineering Sciences, Sabalan University of Advanced Technologies (SUAT), Namin, Iran, [gholamreza.pirgholi.kivi@gmail.com](mailto:gholamreza.pirgholi.kivi@gmail.com)

**Abstract** - In this research, bismuth titanate and graphene doped bismuth titanate nanostructures with different dopant amounts have been prepared by microwave-assisted method and their structural, morphological and optical properties have been analyzed by X-ray diffraction (XRD), field emission scanning electron microscopy (FE-SEM) and UV-Vis spectroscopy technique. The influence of the graphene doping amounts on the photocatalytic properties of the bismuth titanate nanostructures for removing MB from water have been investigated. The results of photocatalytic activity show that by increasing the amount of the graphene doping the photocatalytic activity increases at first, then decreases. A comparative study on the doping amounts, shows 2% graphene doped bismuth titanate nano structures shows the highest photocatalytic activity, which disregard 98% of MB in 40 min.

**Keywords:** nanostructures, bismuth titanate, graphene, photocatalytic activity, methylene blue.

## ۱- مقدمه

نور مرئی برای حذف متیلن بلو از آب مورد بررسی قرار گرفته است.

## ۲- روش تجربی

### ۲-۱- مواد و دستگاه‌های مورد استفاده

برای تهیه نانو ساختارهای فریت روی از آهن (III) کلرید شش آبه، زینک استات، سدیم هیدروکسید، سید، گاز آرگون، و آب دیونیزه استفاده شد.

همچنین، از دستگاه اولترا سونیک ساخت ایران (شرکت فاین نصیر) استفاده شده است. برای مشخصه یابی نمونه از جمله ساختار، ثابت شبکه و اندازه بلورکها از دستگاه XRD مدل X-Pro ساخت شرکت فیلیپس، با لامپ  $\text{CuK}\alpha$  به طول موج  $1/5418$  آنگستروم در محدوده  $2\theta = 20-80$  استفاده شده است. از دستگاه طیف سنجی مرئی-فراابنفش Shimadzu مدل UV-1800 برای بررسی خواص اپتیکی نمونه استفاده شد. برای بررسی مورفولوژی و اندازه ذرات نانومتری از تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی تهیه شده با دستگاه LEO 1430VP (ساخت آلمان) استفاده شد. نمودار مغناطیس ارتعاشی نمونه (VSM) توسط دستگاه مغناطیس سنج ساخته شده توسط شرکت مغناطیس دقیق کویر، با میدان مغناطیسی القایی حداکثر  $10\text{ kOe}$  تهیه شده‌اند.

### ۲-۲- روش تهیه نانو ساختار فریت روی

در ابتدا ۲۵ میلی لیتر محلول هیدروکسید سدیم با غلظت ۳ مولار تحت تابش امواج فرا صوت قرار داده شد. سپس ۲۵ میلی لیتر محلول زینک استات با غلظت ۰.۲ مولار و ۲۵ میلی لیتر محلول کلرید آهن (III) شش آبه با غلظت ۰.۴ مولار تهیه و با یکدیگر مخلوط شدند. سپس در حالیکه محلول هیدروکسید سدیم تحت تابش امواج فرا صوت و عبور گاز آرگون قرار داشت، مخلوط محلول‌های زینک استات و کلرید آهن به صورت قطره‌ای به آن اضافه شدند. محلول نهایی سه بار سانتریفیوژ شد. در پایان جهت خروج آب از ساختار سطحی نانو ساختارهای تهیه شده، نمونه‌ها به مدت یک ساعت تحت دمای  $110$  درجه سانتیگراد داخل کوره قرار گرفتند.

## ۳- نتایج و بحث

### ۳-۱- بررسی ویژگی‌های ساختاری

شکل (۱) الگوی پراش پرتو ایکس مربوط به نانو ساختار فریت روی تهیه شده به روش فرا صوت را نشان می‌دهد. الگوی پراش

در عصر حاضر، با پیشرفت فناوری و گسترش روز افزون صنایع، مسئله تأمین و تصفیه آب شامیدنی یکی از بزرگترین چالش‌های پیش روی بشر می‌باشد. تخلیه پس آب‌های صنایع و کارخانجات به آب‌های زیرزمینی از طریق رودخانه‌ها و آب‌های سطحی، موجب آلودگی آب مصرفی و همچنین افزایش آلودگی‌های زیست محیطی شده و این آلودگی‌های محیط زیست تأثیر مستقیمی بر تغییرات اقلیمی و حیات بشریت دارد [۱].

در دهه اخیر اکسیدهای آهن به علت دارا بودن خواص کاتالیزوری جهت رفع مشکلات زیست محیطی مورد توجه و بررسی قرار گرفته‌اند [۲]. فریت‌ها دسته‌ای از مواد مغناطیسی به‌شمار می‌روند که جزء اصلی تشکیل‌دهنده آن‌ها اکسید آهن است [۳]. از مهم‌ترین مزایای فریت‌ها جهت کاربرد در فرایندهای فوتوکاتالیستی، می‌توان به قابلیت جداسازی آسان آن‌ها توسط میدان مغناطیسی خارجی پس از واکنش و استفاده مجدد آنها اشاره کرد [۴].

علاوه بر این، فریت‌ها در قطعات الکترونیکی از قبیل؛ ترانسفورماتورها، القاگرها [۳]، باتری‌های قابل شارژ [۵]، وسیله‌های میکروویو [۶] و همچنین در زمینه زیست پزشکی از قبیل؛ رسانش دارو در درمان سرطان [۷]، سنسورهای گازی [۸]، تصویر برداری مغناطیسی کاربرد گسترده‌ای دارند [۹].

فریت روی به علت غیر سمی بودن، مقاومت فاز بالا، قابلیت جذب نور مرئی، کم هزینه بودن، غیر قابل انحلال بودن در آب و مقاومت در برابر خوردگی نوری در فرایندهای فوتوکاتالیستی کاربرد فراوانی دارد. فریت روی با فرمول شیمیایی  $\text{ZnFe}_2\text{O}_4$  دارای ساختار بلوری اسپینل معمولی بوده و در دمای اتاق دارای خاصیت پارامغناطیسی می‌باشد [۱۰ و ۱۱]. فریت روی جزء مواد نیمه رسانا بوده و گاف انرژی آن در حدود  $1/9\text{ eV}$  می‌باشد [۱۲]. در سال‌های اخیر، نانو ساختارهای فریت روی از طریق روش‌های مختلفی از جمله؛ هیدروترمال [۴]، هم‌رسوبی [۱۰]، سل-ژل [۱۳]، رسوبدهی برقی [۱۴]، سولواترمال [۱۵] و فراصوت [۱۶] تهیه شده‌اند. از مزایای روش فراصوت می‌توان به سهولت طراحی، سرعت و بازده بالا، خلوص فاز و همگنی بالای محصول اشاره کرد [۱۷].

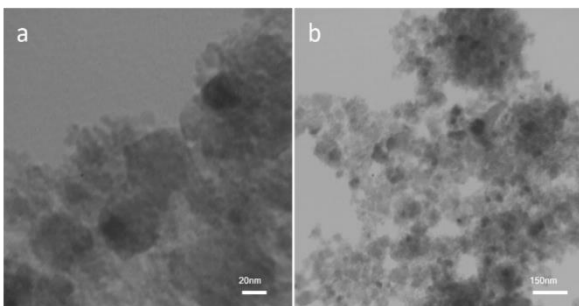
در این پژوهش از روش فراصوت برای تهیه نانوذرات فریت روی استفاده شده است. از آنالیزهای EDX، SEM، XRD، UV-Vis، TEM و VSM به منظور بررسی ویژگی‌های ساختاری، اپتیکی و مغناطیسی این نانو ساختار استفاده شده است و سپس فعالیت فوتوکاتالیستی نانو ساختار فریت روی تحت



شکل (۲): تصاویر SEM در مقیاس ۵۰ kx (b) و ۱۳۵ kx (c) تصویر EDX مربوط به نانوساختار فریت روی. برای بررسی میزان خلوص و استکیومتری نانوساختارهای فریت روی از تکنیک طیف سنجی پاشندگی انرژی (EDX) استفاده شده است. شکل (c) ۲ نشان می‌دهد که در ساختار فریت روی فقط اتم‌های آهن، روی و اکسیژن حضور داشته و هیچ ناخالصی دیگری در ساختار آن وجود ندارد. به عبارت دیگر میزان خلوص نانوساختار فریت روی که در قسمت تحلیل XRD ذکر شد، توسط تکنیک EDX نیز تایید می‌شود. درصد اتم‌های آهن، روی و اکسیژن در این ساختار به ترتیب برابر ۴۸/۳، ۲۹، و ۲۲/۷٪ می‌باشد.

### ۳-۳- تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری

شکل (۳) مربوط به تصاویر میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) نانو ساختار فریت روی می‌باشد. با توجه به شکل (۳) می‌توان دریافت که نانو ساختارهای فریت روی، دارای شکل کروی و توزیع تقریباً یکنواختی هستند. اندازه نانو ساختارها بین ۴ تا ۹ نانومتر بوده و اندازه متوسط ذرات تقریباً برابر با ۷ نانومتر است که با مقدار بدست آمده از نتایج XRD سازگاری خوبی داشته و اندازه متوسط نانو خوشه‌ها به‌طور میانگین بین ۵۰-۲۰۰ نانومتر بدست آمده است.



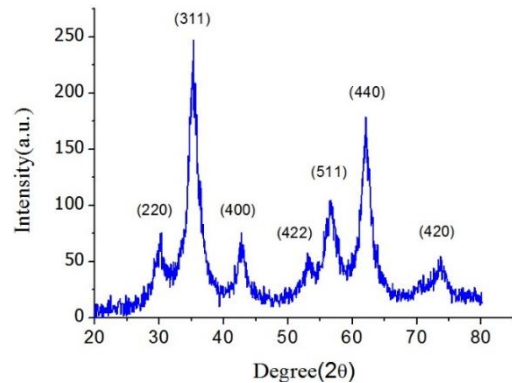
شکل (۳): تصاویر TEM مربوط به نانوساختار فریت روی در مقیاس (a) ۲۰ nm و (b) ۱۵۰ nm.

### ۳-۴- طیف سنجی مرئی-فرابنفش

شکل ۴ طیف جذبی مرئی-فرابنفش نانو ساختارهای فریت روی را نشان می‌دهد. ویژگی‌های اپتیکی نانوساختارهای فریت روی توسط طیف سنجی مرئی-فرابنفش در محدوده طول موج ۸۰۰-۲۰۰ nm مورد بررسی قرار گرفته است. مقدار گاف انرژی نانو ساختارهای تهیه شده از طریق نمودار گاف انرژی مطابق رابطه (۲) قابل محاسبه می‌باشد.

$$\alpha h\nu = B(h\nu - E_g)^n \quad (2)$$

پرتو ایکس نمونه‌ها با کارت استاندارد (ICSD ۱۰۱۲-۸۹) مربوط به فریت مطابقت داشت.



شکل (۱): الگوی پراش پرتوی ایکس مربوط به نانوساختارهای فریت روی.

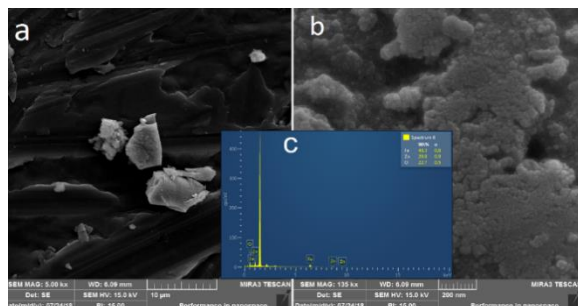
حضور صفحات (۲۲۰)، (۳۱۱)، (۴۰۰)، (۴۲۲)، (۵۱۱)، (۴۴۰) در الگوی پراش، دلالت بر تشکیل فاز مکعبی اسپینل با گروه فضایی Fd-3m دارد [۱۸]. عدم حضور صفحات اضافی نشان دهنده تشکیل فاز خالص نانو ساختار فریت روی مورد استفاده در این تحقیق بود. متوسط اندازه نانو ساختارها با استفاده از پهنا در نصف مقدار بیشینه (FWHM) قله‌های الگوی پراش پرتو ایکس نمونه‌ها و از طریق رابطه شر (۱) محاسبه شد که مقدار آن برابر ۷ نانومتر بدست آمد.

$$D = k\lambda / \beta \cos(\theta) \quad (1)$$

در این رابطه  $k$ ،  $\lambda$ ،  $\beta$  و  $\theta$  به ترتیب نشان‌دهنده عدد ثابت، طول موج اشعه ایکس ( $1.54 \text{ \AA}$ )، پهنا در نصف ارتفاع بیشینه و زاویه پراش براگ مربوط به قله می‌باشند [۱۹].

### ۳-۲- تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی

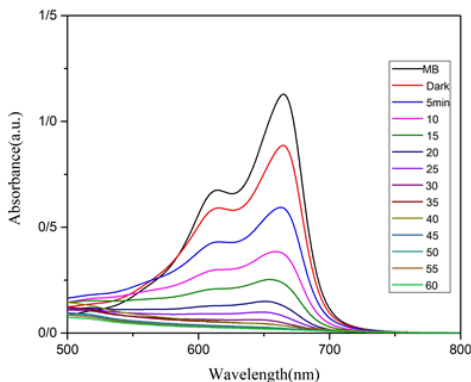
تصاویر میکروسکوپ روبشی الکترونی مربوط به نانو ساختار فریت روی تهیه به روش فرا صوت در شکل (a,b) در دو مقیاس متفاوت نشان داده شده است. اندازه نانوذرات بعلاوه ابعاد کم، در تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی به وضوح قابل تشخیص نبوده اما اندازه نانوخوشه‌ها که حاصل تجمع نانوذرات می‌باشد در محدوده ۲۰۰-۶۰۰ نانومتر قرار دارند.



کوچکی است. از این رو، مشخص می‌شود که نانوساختار فریت روی در دمای اتاق رفتار سوپر پارامغناطیسی از خود نشان می‌دهد [۲۱]. مقدار مغناطش اشباع برای این نانوساختارها ۲۰ emu/g بدست آمد.

### ۳-۶- بررسی فعالیت فوتوکاتالیستی

به منظور بررسی فعالیت فوتوکاتالیستی نانوساختارهای فریت روی جهت حذف متیلن بلو از آب، ۴۰ میلی‌لیتر محلول متیلن بلو با غلظت ۱۰ ppm تهیه شده و توسط محلول هیدروکسید سدیم مقدار pH محلول به ۱۳ رسانده شد. سپس ۰/۰۴g نانوساختار فریت روی توسط حمام فراصوت در داخل محلول پخش شد. قبل از تابش نور بر محلول حاوی فوتوکاتالیست، جهت برقراری تعادل جذب- و جذب بین متیلن آبی و ذرات فوتوکاتالیست، محلول به مدت ۳۰ دقیقه در تاریکی بر روی همزن قرار گرفت. سپس نمونه تحت تابش منبع نوری SMD با توان ۵۰ W قرار گرفت. در فواصل زمانی مشخص، در هر مرحله ۵ cc از محلول جهت انجام طیف سنجی مرئی-فرابنفش و تعیین مقدار شدت قله، برای تعیین میزان تخریب متیلن آبی توسط نانوساختار فریت روی، نمونه برداری شده و پس از انجام طیف سنجی به ظرف محلول بازگردانده شد. در تمام مدت زمان واکنش، دما از طریق سیستم کنترل دما روی ۲۰ درجه سانتی-گراد ثابت بود. همچنان که در شکل (۶) مشاهده می‌شود تحت تابش منبع نوری، شدت قله‌های جذب در محدوده‌ی طول موج اندازه‌گیری، به تدریج و بدون ایجاد قله جذب جدید کاهش پیدا می‌کند. از این رو، می‌توان نتیجه گرفت که واکنش تخریب با مکانیسم باز شدن حلقه‌ی آروماتیک بدون تشکیل حدواسط‌های پایدار انجام می‌گیرد. در شکل (۷) درصد تخریب متیلن بلو توسط نانوساختار فریت روی نشان داده شده است و مشاهده می‌شود که درصد حذف متیلن آبی توسط نانوساختارهای فریت روی پس از ۶۰ دقیقه، برابر با ۹۸٪ می‌باشد.



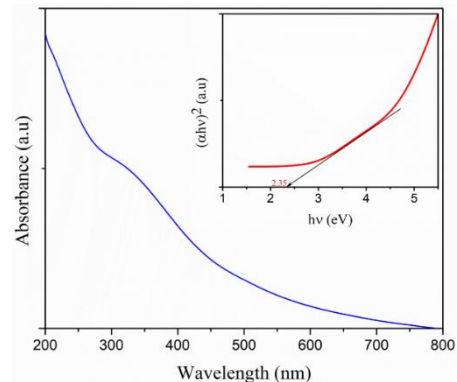
شکل (۶): نمودار میزان کاهش غلظت متیلن بلو توسط نانوساختار فریت روی تحت تابش نور مرئی.

در این رابطه  $\alpha$  ضریب جذب اپتیکی،  $B$  ثابت تناسب،  $E_g$  انرژی گاف نواری،  $h\nu$  انرژی فوتون،  $n = \frac{1}{2}$  برای گذار مستقیم و برای گذار غیر مستقیم  $n = 2$  می‌باشد.

ضریب جذب اپتیکی از طریق رابطه (۳) قابل محاسبه است:

$$\alpha = 2.303 \left( \frac{\rho_{abs}}{cd} \right) \quad (3)$$

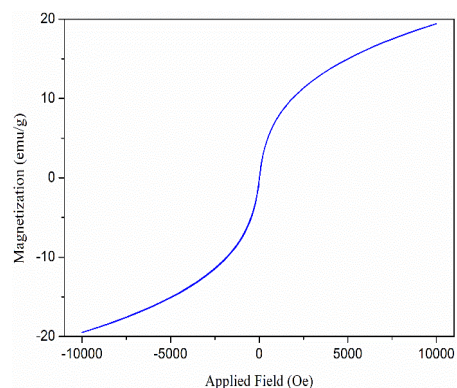
در این رابطه  $\rho_{abc}$  چگالی جاذب،  $d$  ضخامت کوت و  $C$  غلظت جاذب را مشخص می‌کند. مقدار گاف انرژی نانوساختار فریت روی از طریق برون یابی نمودار گاف انرژی برای گذار مستقیم  $2/35 \text{ eV}$  بدست آمد [۲۰].



شکل (۴): طیف جذبی و گاف انرژی مستقیم مربوط به نانوساختارهای فریت روی.

### ۳-۵- مغناطیس سنجی ارتعاشی نمونه

اندازه‌گیری‌های مغناطیسی مربوط به نانو ساختار فریت روی با استفاده از دستگاه مغناطیس‌سنج ارتعاشی نمونه در شکل (۵) در محدوده میدان  $\pm 10000 \text{ Oe}$  در دمای اتاق نشان داده شده است.



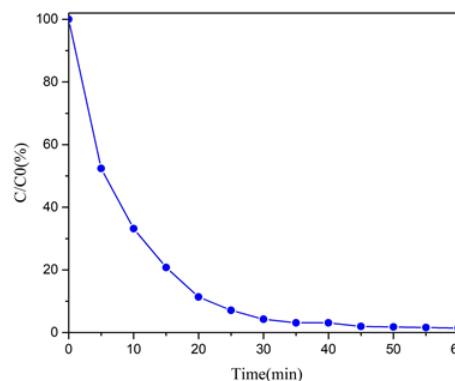
شکل ۵: منحنی مغناطش مربوط به نانوساختارهای فریت

روی بر حسب شدت میدان مغناطیسی در دمای اتاق.

با توجه به منحنی پسماند نمونه می‌توان مشاهده کرد که مقدار وادارندگی برای نانوساختار فریت روی نزدیک به صفر بوده و نمونه بدون پسماند مغناطیسی می‌باشد. بنابراین، نانوساختار فریت روی بصورت تک حوزه بوده و دارای انرژی آنیزوتروپی

and Manufacturing Processes, vol. 27, no. 9, 2012, p. 905.

- [5] Z. Zhang, D.H. Wu, Z. Zhou, G.R. Li, S. Liu and X.P. Gao, "Sulfur/nickel ferrite composite as cathode with high-volumetric-capacity for lithium-sulfur battery," *Science China Materials*, vol. 62, no. 1, 2019, pp. 74-86.
- [6] G. F. Dionne, "A review of ferrites for microwave applications," *Proceedings of the IEEE*, vol. 63, no. 5, 1975, pp. 777-789.
- [7] M. S. Dahiya, V. K. Tomer, and S. Duhan, (2018). "Metal-ferrite nanocomposites for targeted drug delivery," In *Applications of Nanocomposite Materials in Drug Delivery*, 2018, pp.737-760.
- [8] X. Li, C. Wang, H. Guo, P. Sun, F. Liu, X. Liang, and G. Lu, "Double-shell architectures of ZnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> nanosheets on ZnO hollow spheres for high-performance gas sensors," vol. 7, no. 32, 2015, pp. 17811-17818.
- [9] N.A. Alghamdi, J.H. Hankiewicz, N.R. Anderson, K. F. Stupic, R. E. Camley, M. Przybylski and Z. Celinski, "Development of Ferrite-Based Temperature Sensors for Magnetic Resonance Imaging: A Study of Cu<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>," *Physical Review Applied*, vol. 9, no. 5, 2018, pp. 054030.
- [10] P. Parsoya and S. ameta, "Use of zinc ferrite as a photocatalyst for degradation of toluidine blue," *journal of current chemical and pharmaceutical sciences*, vol. 6, no. 4, 2016, pp. 63-69.
- [11] X. Guo, H. Zhu, M. Si, C. Jiang, D. Xue, Z. Zhang, Q. Li, "ZnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> nanotubes: microstructure and magnetic properties," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 118, no. 51, 2014, pp. 30145-30152.
- [12] N. M. Deraz and A. Alarifi, "Microstructure and magnetic studies of zinc ferrite nano-particles," *Int. J. Electrochem. Sci*, vol. 7, 2012, pp.6501-6511.
- [13] F. Iqbal, M. Mutalib, M. Shaharun and B. Abdullah, "Synthesis of ZnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> using sol-gel method: effect of different calcination parameters," *Procedia engineering*, vol. 148, 2016, pp.787-794.
- [14] H. Liu, Q. Sun, Z. Zhang, Z. Zheng and Z. Kun, "Fast photoresponse of zinc ferrite nanotube arrays fabricated by electrodeposition," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 49, no. 9, 2016, pp. 095107.
- [15] J. Feng, Z. Zhang, M. Gao, M. Gu, J. Wang, W. Zeng and F. Zhuangjun, "Effect of the solvents on the photocatalytic properties of ZnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> fabricated by solvothermal method," *Materials Chemistry and Physics*, vol. 223, 2019, pp.758-761.
- [16] S. Bahtiar, A. Taufiq, A. Hidayat, N. Hidayat and Mujamilah, "Synthesis, Investigation on Structural and Magnetic Behaviors of Spinel M-Ferrite [M = Fe; Zn; Mn] Nanoparticles from Iron Sand,"



شکل (۷): نمودار درصد حذف متیلن آبی بر حسب زمان تابش نور توسط نانو ساختار فریت روی.

#### ۴- نتیجه گیری

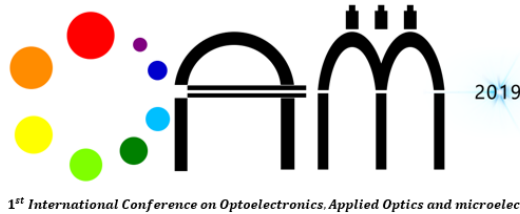
نانو ساختارهای فریت روی به روش فراصوت تهیه شدند. الگوی پراش، نشان دهنده تشکیل نانو ساختارهای فریت روی در فاز مکعبی اسپینل بود. ت ساویر میکرو سکوپ روبه شی و عبوری الکترونی نشان داد که نانو ساختارهای فریت روی، دارای شکل کروی و توزیع تقریباً یکنواختی بوده و اندازه متوسط نانو بلورکها ۷ نانومتر بود. مقدار گاف انرژی نانو ساختارهای تهیه شده از طریق نمودار جذب مرئی-فرابنفش برای گذار مستقیم  $2.35\text{eV}$  بدست آمد. منحنی پسماند نانو ساختارها نشان داد که نمونهها بصورت تک حوزه بوده و در دمای اتاق رفتار سوپر پارامغناطیس از خود نشان دادند که این مطلب، توسط اندازه بلورکهای بدست آمده تایید شد. درصد جذب متیلن بلو توسط نانو ساختارهای فریت روی بررسی شده و میزان حذف متیلن بلو از آب پس از ۶۰ دقیقه، برابر با ۹۸٪ بدست آمد.

#### مراجع

- [1] S. Y. Lee and S. J. Park, "TiO<sub>2</sub> photocatalyst for water treatment applications," *Industrial and Engineering Chemistry*, Korea, vol. 19, no. 6, November 2013, pp. 1761-1769.
- [2] A. S. Albuquerque, M. V. C. Tolentino, J. D. Ardisson, F. C. C. Moura, R. Mendonça and W. A. A. Macedo, "Nanostructured ferrites: structural analysis and catalytic activity," *Ceramics International*, vol. 38, no. 3, 2012, pp. 2225-2231.
- [3] A. Sawsan, A. Elhoury, A. Areeg and O. Mohamed, "Applications of Ferrite Magnet," *Global Journal of Engineering Science and Researches*, Vol. 4, no. 10, October 2017, pp.43-49.
- [4] X. Liu and W. Gao, "Preparation and magnetic properties of NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles by modified pechini method," *Materials*

Materials Science and Engineering, vol. 202, no. 1, 2017, pp.012052.

- [17]R. Ashiri, "Obtaining a novel crystalline/amorphous core/shell structure in barium titanate nanocrystals by an innovative one-step approach," *RSC Advances*, vol. 5 , no. 60, 2015, PP. 48281- 48289.
- [18]R. Rahmayeni, "Comparison of Sol-Gel and Hydrothermal Synthesis Of Zinc Ferrite (ZnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) Nanoparticles," *Research Journal of Pharmaceutical, Biological and Chemical Sciences*, vol. 8, no.1, 2017, pp. 499-503.
- [19]A.L. Patterson, "The scherrer formula for X-ray particle size determination," *Phys. Rev.*, vol. 56, 1939, pp. 978-982.
- [20]J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu, "Optical properties and electronic structure of amorphous germanium," *Physica status solidi (b)*, vol. 15, no. 2, 1966, pp. 627-637.
- [21]F.S. Tehrani, V. Daadmehr, A.T. Rezakhani, R. H. Akbarnejad and S. Gholipour, "Structural, magnetic, and optical properties of zinc-and copper-substituted nickel ferrite nanocrystals," *Superconductivity and novel magnetism*, vol. 25, no. 7, 2012, pp. 2443-2455.



Aug. 17-19, 2019

## مبانی نظری محاسبه آلبدو از طریق زمین تاب ماه

محمد افتخار<sup>۱</sup>، یوسف علی عابدینی<sup>۲</sup>، احمد درودی

<sup>۱</sup> دانشگاه زنجان، [m.eftekhar@znu.ac.ir](mailto:m.eftekhar@znu.ac.ir)

<sup>۲</sup> دانشگاه زنجان، [abediniv@znu.ac.ir](mailto:abediniv@znu.ac.ir)

<sup>۳</sup> دانشگاه زنجان، [darudi@znu.ac.ir](mailto:darudi@znu.ac.ir)

**چکیده :** آلبدوی زمینی از مهم ترین پارامترهای بنیادی هواشناسی است. علاوه بر اندازه گیری مستقیم آلبدو توسط تلسکوپ های خارج از جو، امکان محاسبه آلبدوی زمینی از طریق سنجش نور بخش تاریک ماه وجود دارد. نسبت نورسنجی نور بخش تاریک ماه به بخش روشن آن که به ترتیب نتیجه ی بازتاب نور حاصل از زمین و خورشید می باشد برای محاسبه آلبدوی زمینی استفاده می شود. عدم قطعیت در محاسبه ی آلبدوی زمینی در حال حاضر شناخت دقیق اقلیم و تغییرات اقلیمی را محدود می کند. به منظور داشتن دقت در حدود ۰.۱٪ تلسکوپ زمین تاب توسط رصد خانه ی لوند و مرکز هواشناسی دانمارک طراحی و راه اندازی شده و در حال حاضر در اختیار گروه زمین تاب ایران قرار گرفته است.

**کلید واژه:** آلبدو، زمین تاب، ماه

## Theoretical Basics of Calculating Albedo Through the Earthshine

Mohammad Eftekhar<sup>1</sup>, Ahmad darudi<sup>2</sup>, Yousefali Abedini

<sup>1</sup>Department of Physics, Zanjan University, Zanjan, Iran

**Abstract** – Uncertainties in determination of the Earth's albedo currently limit our understanding of climate and climate change. A new telescope has been designed and built to study the ratio between the intensities of earthshine to moonlight. The aim of the Earthshine Telescope is to acquire long-term albedo with a precision of about 0.1%. The light reaching us from this darker part of the Moon is called earthshine. Therefore, the terrestrial albedo can be determined from the ratio between the specific intensities of the earthshine and the moonlight. This is done by observing two small patches of the Moon near the edges of the disc - one in the dark part and one in the bright part.

**Keywords:** Albedo, Earthshine, moon

## ۱- مقدمه

دانجون<sup>۴</sup> از سال ۱۹۲۵ تا ۱۹۵۰ زمین تاب را اندازه‌گیری کرده است. او نور سنجی به نام چشم‌گره را اختراع کرد. این تلسکوپ به وسیله یک منشور، یک عکس از ماه را به دو قسمت و یا دو عکس تبدیل می‌کرد و با استفاده از دیافراگم، روشنایی عکس را تنظیم می‌کرد. به همین دلیل روشنایی قسمت روشن ماه در عکس تاریک تر، مشابه قسمت تاریک ماه در عکس دیگر بود. بنابر این تنظیمات دیافراگم می‌توانست در اندازه‌گیری کمی روشنایی زمین تاب استفاده شود. نورسنج دانجون مدت‌ها توسط اخترشناسان مورد استفاده قرار گرفت. متد دانجون پایه‌ی مباحث نورسنجی شد. او توانست قسمت تاریک و روشن ماه را در یک زمان مقایسه کند. این روش هم اکنون توسط گروه بیگ بیر<sup>۵</sup> توسعه داده شده است [1].

در حال حاضر سه روش برای محاسبه ی آلبدو متداول است دو روش نخست توسط گروه بیگ بیر توسعه داده شده و به روش بیگ بیر معروف است. در این دو روش داده‌گیری از بخش‌های تاریک و روشن ماه در زمان‌های مختلف صورت می‌گیرد. دلیل این کار اشباع شدن بخش روشن ماه در زمان‌های نوردهی بالا است. سومین روش به روش استک<sup>۶</sup> کردن شناخته می‌شود. در این روش قسمت روشن و تاریک ماه به صورت همزمان تصویربرداری می‌شود. تصاویر گرفته شده، روی همدیگر قرار می‌گیرد و عملیات میانگین‌گیری، انجام می‌شود. بنابراین تمام نوفه‌هایی که در یک تک فریم ظاهر می‌شود، با میانگین‌گیری حذف می‌شود.

در پروژه ی حاضر روش دیگری در حال اجراست که به روش لوند شناخته می‌شود. اجرای این تکنیک امکان داده‌گیری همزمان دو بخش تاریک و روشن را ممکن می‌کند. این روش به نام حالت لوند<sup>۷</sup> نام گذاری شده و در بخش‌های پیش رو بررسی می‌شود.

تلسکوپ زمین تاب در سال ۱۳۹۷ در اختیار تیم ما قرار گرفته و در حال حاضر گنبد مناسب با آن در محل دانشگاه زنجان طراحی شده و در حال ساخت می‌باشد. این تلسکوپ توان داده برداری با چهار روش ذکر شده را دارد.

در یک شب صاف وقتی که ماه تقریباً کامل است به نظر می‌رسد قسمتی از ماه که نور خورشید کامل به آن نرسیده است، نور ضعیفی دارد. نوری که از قسمت تاریک ماه به زمین می‌رسد زمین تاب نام دارد. از طرف دیگر زمین تاب، همان نور خورشید است که در ابتدا توسط زمین و سپس توسط ماه بازتاب می‌شود. جذب برخی از نورها توسط زمین، بین نور رسیده از قسمت تاریک و قسمت روشن ماه در مشاهده‌گر روی زمین تفاوت ایجاد می‌کند (شکل ۱). دانستن زمین تاب کمک می‌کند تا بتوان میزان آلبدو را محاسبه کرد. آلبدو را از نسبت بین شدت‌های زمین تاب و نور ماه می‌توان محاسبه کرد.

آلبدو به معنی درصد بازتاب نور از سطح یک جسم است. مقادیر این کمیت می‌تواند از صفر تا یک تغییر پیدا کند. آلبدو را گاه با درصد و گاه با یک عدد اعشاری کوچکتر از یک نشان می‌دهند. آلبدوی زمینی از اندازه‌گیری‌های زمین تاب به دست می‌آید. هدف علمی تلسکوپ زمین تاب جمع‌آوری داده‌ها برای محاسبه ی طولانی مدت آلبدو با تقریب ۰.۱٪ است. تلسکوپ زمین تاب پرهزینه نیست و به صورت آنی مناطق وسیعی را پوشش می‌دهد هم چنین تلسکوپ‌هایی که در سطح زمین قرار دارند به راحتی تعمیر و کالیبره می‌شوند. به همین دلیل تلسکوپ زمین تاب این امکان را فراهم می‌کند تا داده‌ها را در زمان بیشتری جمع‌آوری کنیم. محاسبات ماهواره‌ها و تلسکوپ زمین تاب بستگی به فرضیات و مدل‌ها دارد. در کنار هم بودن این دو می‌تواند فرضیات را محدود کند و علاوه بر کاربرد آن در هواشناسی و اقلیم، پایداری کالیبراسیون ماهواره‌ها را مورد آزمایش قرار دهد.

اولین ایده برای برقراری ارتباط بین زمین تاب و آب و هوا توسط الکساندر ون هامبلت<sup>۱</sup> (1769-1850) ارائه شده است. پس از وی فرانک وری<sup>۲</sup> آلبدوی زمین را از طریق اندازه‌گیری‌های نور سنجی نور مرئی در سال ۱۹۱۵ تعیین کرد. آقای راسل<sup>۳</sup> کسی بود که محاسبات آلبدو را از روی مشاهدات وری انجام می‌داد. او مقدار 0.49 را برای آلبدو زمینی به دست آورد. این مقدار خیلی زیاد بود زیرا تابع فازی و آلبدوی هندسی در آن زمان ناشناخته بود و درک درستی از آنها نبود.

<sup>5</sup> Big Bear

<sup>6</sup> stack

<sup>7</sup> Lund Mode

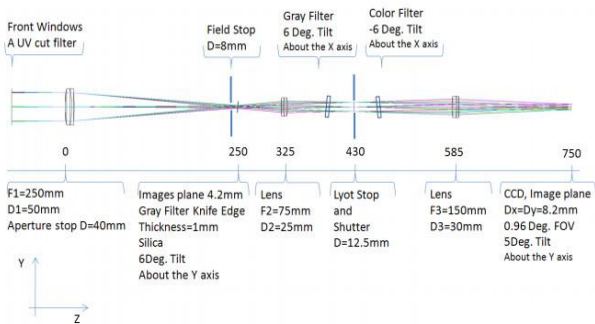
<sup>1</sup> Alexander von Humboldt

<sup>2</sup> Frank very

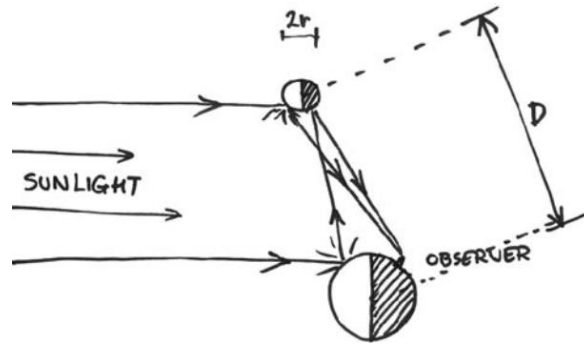
<sup>3</sup> Russle

<sup>4</sup> Danjon

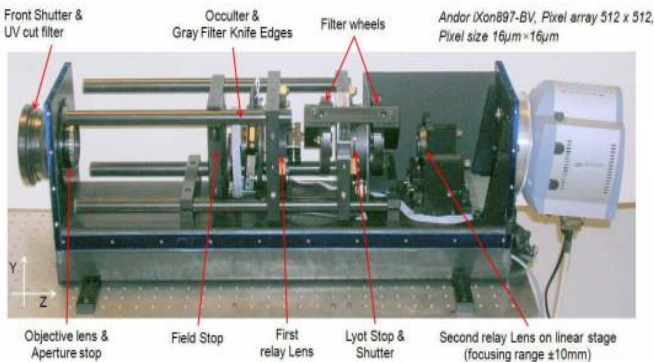




شکل ۱۲ طرح اپتیک تلسکوپ



شکل ۱۱ شکل هندسی سیستم خورشید-زمین-ماه برای محاسبه‌ی زمین تاب



شکل ۱۳ اجزای داخلی تلسکوپ

## ۲- تلسکوپ زمین تاب

تلسکوپ ربائیک انکساری زمین تاب با همکاری رصدخانه‌ی لوند و مرکز هواشناسی دانمارک در سال ۲۰۰۶ برای داده‌گیری بلندمدت آلبدو از طریق مشاهده‌ی بخش‌های روشن و تاریک ماه طراحی و ساخته شده است (شکل ۲). رسیدن به دقت مورد نظر در محاسبه آلبدو نیازمند دقت بالای تجهیزات و آشکارسازها می‌باشد. از آنجا نسبت روشنایی بخش روشن ماه به بخش تاریک حدود  $10^4$  برابر است. چالش جدی دینامیک رنج  $10^4$  سی‌دی، محاسبه آلبدو را با محدودیت مواجه می‌کند.

این تلسکوپ دارای چهار عملکرد مختلف است که امکان اندازه‌گیری نسبت شدت روشنایی دو بخش ماه را ممکن می‌سازد. یک روزنه بند ۴۰ میلی‌متری در جلوی عدسی نخست قرار دارد و وظیفه‌ی آن تعیین مقدار نور ورودی است. این سیستم دارای سه عدسی است که دو صفحه تصویر<sup>۸</sup> را می‌سازند. در نخستین صفحه تصویر نایف اج<sup>۹</sup> و در دومی سی‌سی دی قرار گرفته است. شکل ۳ تصویر تلسکوپ را بدون پوشش نشان می‌دهد [2].

## ۳- اندازه‌گیری آلبدو

برای محاسبه‌ی آلبدو ابتدا باید تابع فازی<sup>۱۱</sup> را محاسبه کنیم. تابع فازی، شدت بازتابی است که تابع یک زاویه‌ی فازی است. این زاویه توسط شدت نور فرودی بهینه می‌شود. بنابراین  $f_0=1$  باید بدانیم که چطور نور بازتابی زمین و ماه با هندسه سیستم خورشید، زمین، ماه تغییر می‌کند. بازتاب نور خورشید ناهمسانگر است. بازتاب کلی با تغییرات تعداد زیادی از سطوح، ساخته می‌شود که هر کدام ویژگی‌های بازتابی خود را دارند. مشاهده‌گرهای زمین تاب، بازتاب را در مقیاس‌های بزرگ اندازه‌گیری می‌کنند و در نتیجه میانگین سطوح متفاوت را در یک مقیاس بزرگ می‌دهند. به این ترتیب ویژگی ناهمسانگر عناصر خاص تصحیح می‌شود و بطور کلی بازتاب زمین می‌تواند همسانگر فرض شود. می‌توانیم فرض کنیم که زمین یک کره لامبرت<sup>۱۲</sup> کامل است. این فرض مشابه این است که گفته شود سطح، همسانگر است و تابع فازی لامبرت با رابطه (۱) بیان می‌شود.

$$f_l(\beta) = \frac{(\pi - |\beta|) \cos \beta + \sin \beta}{\pi} \quad (1)$$

<sup>11</sup> Phase function

<sup>12</sup> Lambert sphere

<sup>8</sup> Dynamic range

<sup>9</sup> Image plane

<sup>10</sup> Knife edge

#### ۴-۲ - حالت Modified BBSO

عملکرد این حالت مشابه حالت قبلی است با این تفاوت که هنگام مشاهده‌ی قست روشن ماه با استفاده از فیلتر خنثی<sup>۱۳</sup>، تصویر ماه را کم نورتر می‌کنیم. در نتیجه زمان مشاهده‌ی ممکن طولانی‌تر می‌شود و مشاهده‌ی ماه، دقت بیشتری خواهد داشت. به دلیل آن که در این حالت نیز همانند حالت قبلی تصویر دو بخش تاریک و روشن ماه به صورت همزمان گرفته نمی‌شود.

#### ۴-۳ - حالت Co-Add

در این حالت قسمت روشن و تاریک ماه به صورت همزمان تصویربرداری می‌شود. تصاویر در زمان‌های کوتاه گرفته می‌شود. تصاویر گرفته شده بعد از عملیات تصویربرداری باید هم خط<sup>۱۴</sup> شوند. در این حالت از تکنیک استک کردن استفاده می‌کنیم تا تصاویر وضوح بیشتری داشته باشد. سپس تصاویر گرفته شده، روی همدیگر قرار می‌گیرد و عملیات میانگین‌گیری، انجام می‌شود. بنابراین تمام نطفه‌هایی که در یک تک فریم ظاهر می‌شود، با میانگین‌گیری حذف می‌شود.

انتظار می‌رود که این روش برای تمام حالت‌های نزدیک ماه نو مناسب باشد. چرا که در این موقعیت زمین تاب در حالت حداکثر و نور مستقیم ماه در حالت حداقل قرار دارد. در این حالت مشکلات ناشی از تغییرات حس گرهای تلسکوپ و آسمان را نداریم. زیرا تصاویر بخش‌های تاریک و روشن ماه در یک زمان به سی سی دی می‌رسند. این ویژگی به ما امکان می‌دهد داده‌ها را همزمان و تحت تاثیر یک تلاطم جو ثبت کنیم.

#### ۴-۴ - حالت لوند

در این حالت KEDFs<sup>۱۵</sup> روبروی قسمت روشن ماه قرار می‌گیرد تا مقادیر شدت حاصل از نور ماه و زمین تاب مشابه باشند. این روش اجازه‌ی تصویر برداری همزمان در بازه‌ی زمانی طولانی‌تری را می‌دهد. در این حالت هم همانند حالت قبلی مشکلات ناشی از تغییرات حسگرهای تلسکوپ و آسمان را نداریم. زیرا که تصاویر دو بخش تاریک و روشن ماه در یک زمان به سی سی دی می‌رسند. در این حالت این نکته حائز اهمیت است که یکنواختی فضایی KEDFs تجزیه و تحلیل شود.

که در آن  $\beta$  زاویه فازی زمین است. زمانی که ویژگی‌های سطحی ناشناخته است، کره‌ی لامبرت تقریب خوبی است. اما این تقریب همیشه به کار نمی‌آید. مثلاً ابرهای آرام اقیانوس، نور خورشید را مانند آینه بازتاب می‌کنند.

در رصدخانه، شدت لبه‌های ماه مقایسه می‌شود. قسمت تاریک، شدت زمین تاب و قسمت روشن شدت نور ماه را می‌دهد. ملاحظات هندسی نشان می‌دهد که آلبدو از رابطه (۲) بدست می‌آید.

$$A_{eff} = \frac{3}{2} \frac{1}{f_l(\beta)} \left(\frac{R_{em}}{R_e}\right)^2 \left(\frac{R_{oa}}{R_{ob}}\right)^2 \left(\frac{R_{es}}{R_{ms}}\right)^2 \frac{P_b f_b(\theta) I_a}{P_a f_a(\theta_0) I_b} \quad (2)$$

که در آن  $F_x$  تابع فازی قسمت  $x$  در زاویه‌ی مربوطه،  $P_x$  آلبدوی هندسی قسمت  $x$ ،  $R_x$  یا  $R_{xy}$  شعاع  $x$  یا فاصله‌ی بین  $x$  و  $y$ ،  $a$  قسمتی از ماه که مربوط به زمین تاب است،  $b$  قسمتی از ماه که مربوط به نور ماه است و  $\theta_0$  زاویه‌ی بین زمین تاب و بازتاب زمین تاب از ماه به رصدخانه است. این رابطه نشان می‌دهد، بدست آوردن آلبدو از شدت‌های محاسبه شده‌ی تابش زمین و نور ماه، نیازمند دانش هندسه‌ی سیستم و ویژگی‌های بازتاب سطح ماه در مناطق مورد نظر آن است.

#### ۴ - حالت‌های عملکرد تلسکوپ

##### ۴-۱ - حالت BBSO

اولین حالت عملیاتی که برای پروژه زمین تاب استفاده شد، حالت BBSO می‌باشد. این نام گذاری این است که این حالت عملیاتی، برای اولین بار در رصدخانه‌ی بیگ بیر انجام شد. روش کار به این شکل است که بعد از مشاهده‌ی قسمت روشن ماه، این قسمت توسط نایف اج پوشانده می‌شود تا جلوی نور حاصل از قسمت روشن ماه گرفته شود. در نتیجه دو تصویر تهیه شده از قسمت‌های مختلف ماه به صورت همزمان گرفته نشده است. ممکن است در تصویر تهیه شده تفاوت‌هایی مشاهده شود. تغییرات سریع در حسگرهای تلسکوپ و تغییرات در آسمان می‌تواند دلیل این تفاوت‌ها باشد [3].

<sup>14</sup> align

<sup>15</sup> Knife edge density filter

<sup>13</sup> Neutral-density filter

## ۵- نتیجه

در حال حاضر تیم زمین تاب ایران در حال ساخت گنبد در محل دانشگاه زنجان است. این تلسکوپ برای مدت یک سال پس از نصب در این محل می‌ملند و پس از انجام داده‌گیری‌های مقدماتی به محل کنونی رصدخانه ملی ایران در قله گرگش منتقل می‌شود. در طول این مدت امکان استفاده از چهار حالت عملکرد تلسکوپ وجود دارد. هدف نهایی ما محاسبه آلبدو با دقت ۰.۱٪ با استفاده از حالت لوند است.

## مراجع

- [1] J. Qiu, P.R. Goode, "Earthshine and the Earth's albedo" JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH. November 2003
- [2] A. Darudi. M. Owner-Petersen. P. Thejll, "The Robotic Earthshine Telescope", Proc. of SPIE Vol. 7733,
- [3] E. Palle, P.R. Goode, "The Lunar Terrestrial Observatory: Observing the Earth using photometers on the Moon's surface", Advances in Space Research, Volume 43, 2009.

Aug. 17-19, 2019

## استفاده از دوربین فراطیفی در درجه بندی میزان کبودی پوست

عبداله پور، رقیه<sup>۱\*</sup>؛ درودی، احمد<sup>۲</sup>؛ سلطانی، پیمان<sup>۳</sup>؛

<sup>۱\*</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان، [R.Abdollahpour93@gmail.com](mailto:R.Abdollahpour93@gmail.com)

<sup>۲</sup> دانشیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان، [A.darudi@gmail.com](mailto:A.darudi@gmail.com)

<sup>۳</sup> دانشجوی دکتری، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان، [Pn.soltani@gmail.com](mailto:Pn.soltani@gmail.com)

<sup>۴</sup> شرکت پرتو افزار صنعت، مرکز رشد واحدهای فناوری، زنجان [info@optotech.ir](mailto:info@optotech.ir)

چکیده: طیفسنجی بافت پوست با دوربین فراطیفی (Hyperspectral) به عنوان روش غیر مخربی است که علاوه بر تشخیص پارامترهای پوستی، میزان و نقش این پارامترها در برابر بیماریها و مشکلات پوستی را هم می توان بررسی کرد. ملانین و هموگلوبین که از پارامترهای مهم پوستی هستند در برابر التهاب و کبودی بیشترین میزان تغییرات را دارند. ما در این مقاله با بررسی این پارامترها به درجه بندی میزان التهاب و کبودی پوست می پردازیم.

کلید واژه: بیلیروبین، دوربین تصویربردار فراطیفی، کبودی، هموگلوبین، ملانین

## Using the Hyperspectral Camera to Measure Bruised Skin

Abdollahpour, Roqayeh<sup>\*</sup>; Darudi, Ahmad; Soltani, Peyman

Department of Physics, University Zanjan, Iran, [R.Abdollahpour93@gmail.com](mailto:R.Abdollahpour93@gmail.com)

**Abstract** – Skin tissue spectroscopy with hyperspectral camera imaging is a non-destructive method, which can be investigated in addition to detecting skin parameters, the measure and efficacy of these parameters against disease and skin difficulties. Melanin and Hemoglobin are the most important skin parameters against inflammation and bruise. In this article, we will investigation these parameters to grade the amount of inflammation and bruise of skin.

**Keywords:** Bilirubin, Bruise, Hyperspectral, Hemoglobin, Melanin

## ۱- مقدمه

در این مقاله با استفاده از دوربین تصویربرداری فراطیفی درجه‌بندی میزان کبودی و التهاب پوست بررسی شده است و میزان تغییرات رنگدانه‌های پوستی مانند ملانین، هموگلوبین و بیلی‌روبین در بازه‌ی زمانی یک‌ساعته مورد بررسی قرار گرفته است.

## ۱-۱- کبودی

کبود شدگی (bruise) یا کوفتگی یک پاسخ طبیعی بدن به هرگونه آسیب و ضربه می‌باشد که ناشی از خون ریزی عروق کوچک در بافت بدون شکافته شدن پوست است. در واقع با نیرویی که به بافت وارد می‌شود مویرگ‌ها دچار خون‌ریزی و یا نشت خون در اطراف بافت می‌شوند که این یک واکنش التهابی را در پی دارد. عروق ممکن است همچنان به خون‌ریزی در ساعات بیشتر ادامه بدهند که با توجه به عواملی مانند شدت ضربه، اندازه خون‌ریزی و خواص پوست ادامه‌دار بودن و در نهایت ماندگاری آن تخمین زده می‌شود. [6]

## ۱-۲- دوربین فراطیفی

طیف‌سنج وسیله‌ای است که نور فرودی را به طیف‌های مختلف تجزیه می‌کند و اندازه‌گیری میزان شدت نور در طول موج‌های مختلف را طیف‌سنجی گویند.

دوربین تصویربرداری فراطیفی hyperspectral imaging camera تصاویر فراطیفی ثبت می‌کند بطوری که هر پیکسل تصویر دارای طیف نمونه است به عبارتی بعد سوم تصاویر اطلاعات طیفی است نتیجه به مکعب داده معروف است.

در این پژوهش از پوست با دوربین تصویربرداری فراطیفی (شکل ۱) تصویر فراطیفی بازتابی ثبت می‌کنیم. دوربین فراطیفی مورد استفاده از سری دوربین‌های فراطیفی اسکن خطی است (جدول ۱) یعنی در هر لحظه از یک خط نمونه‌گیری کرده و با کنار هم قرار دادن این داده‌ها، یک تصویر کامل در طول موج‌های مختلف یا همان مکعب داده‌ها بدست می‌آید.

در سال ۱۹۸۱ R Roxanderson با مقاله‌ی اپتیک پوست انسان، در پی یافتن برهم‌کنش نور با بافت بوده و به بررسی خواص اپتیکی و چگونگی برهم‌کنش نور با بافت پوست پرداخته است [1]، پس از آن پژوهشگران به دنبال ارزیابی پارامترهای پوستی بودند و از همان ابتدا دو پارامتر هموگلوبین و ملانین با جذب نوری بالا مورد توجه قرار گرفت. با اندازه‌گیری‌های تجربی و روش‌های شبیه‌سازی شده، کم‌کم به تجزیه و تحلیل میزان این پارامترها در طول موج‌های مختلف و تاثیرات آن برای تشخیص و درمان بیماری‌های پوستی دست یافتند. [2,3,4]

بطوریکه ارزیابی کمی، از برخی پارامترهای پوستی مانند غلظت ملانین، غلظت خون، میزان درصد اشباع اکسیژن خون و پارامترهای دیگر اطلاعاتی برای تشخیص بیماری‌های مختلف پوستی مانند سرطان، نظارت بر وضعیت سلامت و متابولیسم بافت و بررسی میزان بازسازی پوست را در اختیار ما می‌گذارد. [2]

در پوست، ملانین نقش محافظت از تابش خورشید را برعهده دارد و در ارزیابی رنگ پوست، آسیب‌شناسی پوستی مانند تومور بدخیم پوستی (Melanoma)، زالی (Albinisme) و... نقش محوری را ایفا می‌کند. [4]

از طرفی محصولات متابولیسم هموگلوبین که بیشتر در تراکم‌های عروقی وجود دارند و به عنوان شاخص سلامتی از آن‌ها یاد می‌شود و ارزیابی میزان التهاب و کبودی و سوختگی پوست و غلظت خون از جمله کاربردهایش می‌باشد. [3]

هموگلوبین پروتئینی است که در گلبول‌های قرمز خون یافت می‌شود و در ساختار خود منیزیم و آهن دارد و مشتقاتی چون متهموگلوبین، اکسی‌هموگلوبین و دی‌اکسی‌هموگلوبین را می‌توان از آن نام برد که میزان هر کدام نقش بسزایی در حمل و نقل اکسیژن در خون و اشباع اکسیژن خون و تغییرات آهن موجود در بدن دارد. [5]

کبودی‌ها می‌توانند شواهد مهمی در پزشکی قانونی باشند، مثلاً در موارد کودک آزاری و... در حال حاضر یکی از دغدغه‌های موجود در مراجع قضایی درجه‌بندی میزان کبودی و دانستن زمان دقیق کبودی است که پزشکان قانونی براساس ارزیابی بصری تخمین می‌زنند که می‌توان علمی‌تر و با دقت بیشتر این کار صورت بگیرد تا به عنوان مدرک صحیح‌تر در محاکم قضایی از آن استفاده شود.

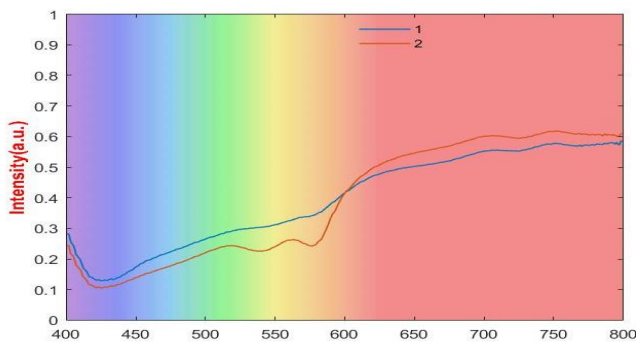
$$H_{a,u} = H_{a,u} \frac{(W^T Y)_{a,u} - H_{a,u}}{(W^T W H)_{a,u}}$$

$$W_{i,a} = W_{i,a} \frac{(Y H^T)_{i,a}}{(W H H^T)_{i,a}}$$

در واقع با استفاده از یک روش تکراری مقادیر  $H$  و  $W$  طوری به دست می‌آید که ضرب آن‌ها، همان ماتریس ورودی را نتیجه می‌دهد.

## ۲- شرح آزمایش

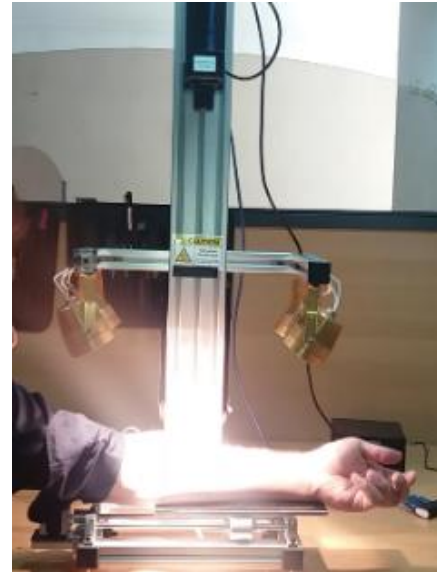
در این آزمایش با ایجاد کبودی با خط کش روی ساق دست سه داوطلب (یک مرد و دو زن) و اسکن در هر ۵ دقیقه یکبار از روی ساق دست افراد صورت گرفت. تصویربرداری در بازه‌ی زمانی یک‌ساعته که به صورت بصری التهایی در پوست دیده نمی‌شد ادامه یافت، تصاویر اولیه بیانگر دقت بالای تصویربرداری فراطیفی در نمایش کبودی در بازه ۴۰۰-۸۰۰ نانومتر بوده است. با مقایسه طیف بخش کبود پوست با بخش سالم آن به تغییرات اساسی پارامترها پی می‌بریم (شکل ۲) که می‌توانیم به توزیع و درجه‌بندی میزان کبودی هر کدام از دست‌ها بپردازیم. لازم به ذکر است که در تمام اندازه‌گیری‌ها از یک سطح بازتاب‌دهنده کامل (کاغذ) به عنوان طیف استاندارد استفاده کردیم.



شکل ۲: ۱) طیف پوست بدون کبودی،

۲) طیف پوست کبود شده

ماتریس حاصل از دوربین تصویربرداری فراطیفی به روش NMF مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت و طبق بررسی‌های صورت گرفته، در زمان ایجاد کبودی منطقه‌ی کبود شده ملانین و هموگلوبین بیشتری دارد و با گذر زمان این مقدار کاهش پیدا می‌کند (شکل ۳ الف، ب و ج).



شکل ۱: دوربین فراطیفی شرکت پرتوافزار صنعت

جدول ۱: اطلاعات دوربین تصویربرداری فراطیفی

نام دستگاه	دوربین فراطیفی
مدل دستگاه	HSI-Vis-12bit
رزولوشن	۲ نانومتر
منبع نور	لامپ هالوژن تنگستن
محدوده طیفی	۴۰۰-۸۰۰
فاصله کانونی لنز	۲۵ میلی‌متر

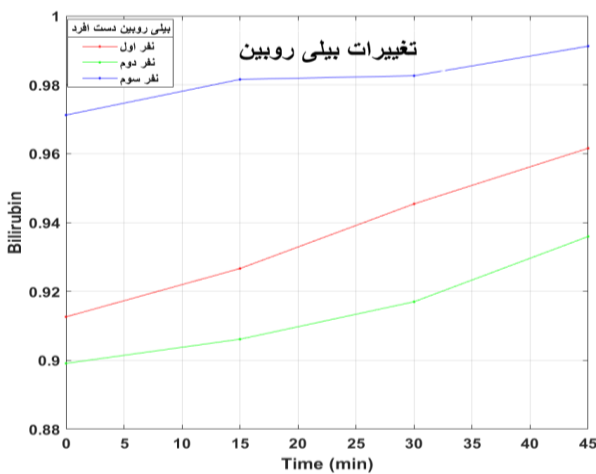
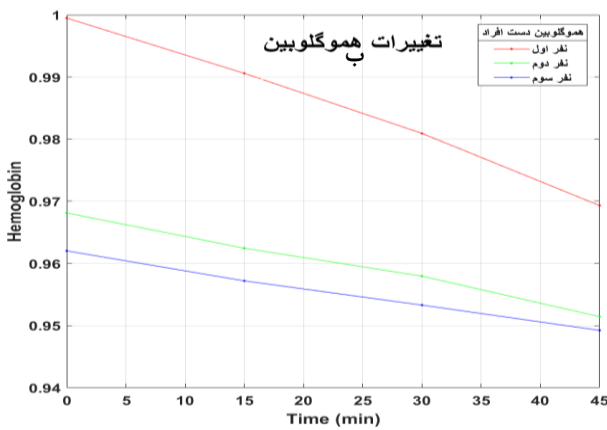
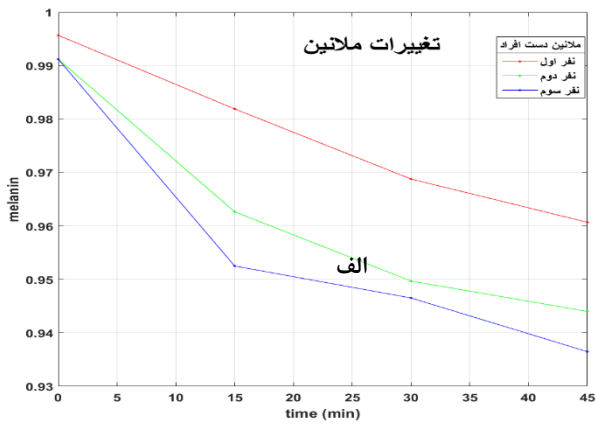
## ۱-۱- تجزیه نامنفی ماتریس (NMF)

روش‌های مختلفی برای تجزیه‌ی طیف‌ها به زیر طیف‌ها و تحلیل دیتاهای فراطیفی وجود دارد و ما از روش تجزیه نامنفی ماتریس (NMF) استفاده می‌کنیم. هر تصویر دیجیتال یک آرایه  $N \times N$  از پیکسل‌هاست که هر پیکسل توسط شدت نوری که دارد نمایش داده می‌شود. از پشت سرهم قرار دادن ستون‌های ماتریس  $N \times N$  بردار دو بُعدی متناظر با آن به دست می‌آید که مختصاتش معرف تصویر است.

NMF عوامل ماتریس  $Y$  با شرط  $Y_{i,j} \geq 0$  برای تقریب ماتریس نامنفی  $Y \in \mathbb{R}^{m \times n}$  را به دو ماتریس  $W \in \mathbb{R}^{m \times r}$  و  $H \in \mathbb{R}^{r \times n}$  را چنان تجزیه می‌کند که رابطه تقریبی  $Y \approx WH$  برقرار باشد. [4]

$$f(W, H) \equiv \frac{1}{2} \|Y - WH\|_F^2$$

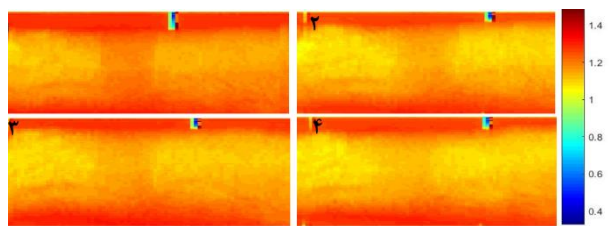
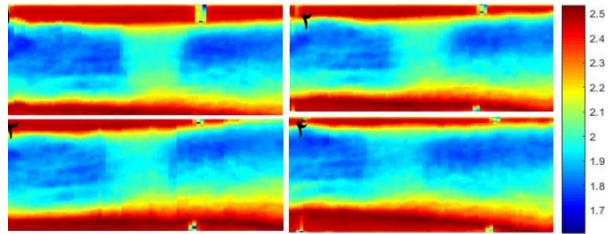




شکل ۵: نمودار میزان تغییرات ملانین، هموگلوبین، بیلی روبین در گذر زمان

### ۳- نتیجه گیری

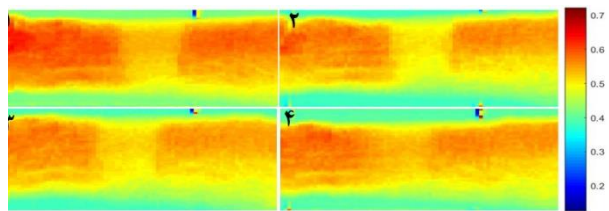
در این پژوهش ما توانستیم میزان سه پارامتر پوستی (ملانین، هموگلوبین و بیلی روبین) را که دارای بیشترین تغییرات طیفی در زمان کبودی هستند و از مهم ترین پارامترهای پوستی برای ارزیابی کبودی می باشند را به دست آورده و با روش تجزیه نامنفی ماتریس به ارائه میزان تغییرات کبودی پردازیم.



ب) میزان ملانین RGB شکل ۳-الف) دست کبود شده بصورت در گذر زمان، ج) میزان هموگلوبین در گذر زمان

۱) پس از ضربه، ۲) ۱۵ دقیقه پس از ضربه، ۳) ۳۰ دقیقه پس از ضربه، ۴) ۴۵ دقیقه پس از ضربه

ولی مقدار بیلی روبین کاملاً برعکس عمل می کند و در ابتدا مقدار کاهشی دارد و با گذر زمان مقدار آن افزایش می یابد (شکل ۴). در واقع ماکروفازها گلبول های قرمز را بلعیده و هموگلوبین آن را با گذر زمان به بیلی روبین تبدیل می کنند. بنابراین هنگام التیام کبودی، هموگلوبین به شکل رنگ قرمز و بیلی روبین به شکل رنگ زرد خود را نشان می دهند.



شکل ۴: میزان بیلی روبین در گذر زمان، ۱) پس از ضربه، ۲) ۱۵ دقیقه پس از ضربه، ۳) ۳۰ دقیقه پس از ضربه، ۴) ۴۵ دقیقه پس از ضربه

نمودار تغییرات این سه پارامتر را در ادامه مشاهده می کنید (شکل ۵).

“Hyperspectral Imaging of Bruised Skin”, 13 Jan 2015.

میزان تغییرات کبودی در گذر زمان و توزیع و درجه بندی آن از دغدغه های اصلی پزشکان قانونی و محاکم قضایی برای تخمین عمر کبودی است که همواره به صورت بصری صورت می گرفت که ما به صورت کمی توانستیم میزان کبودی و تغییرات آن در گذر زمان را بررسی کرده و به درجه بندی و عمر کبودی ها بپردازیم.

در ادامه با استفاده از این روش به دنبال تخمین عمر کبودی ها در بازه ی زمانی طولانی مدت هستیم.

## سپاسگزاری

بدین وسیله از تمامی دوستان و همکاران و دانشجویان رشته اپتیک و لیزر و فتونیک، دانشکده فیزیک دانشگاه زنجان که ما را در این آزمایش کمک کردند و به صورت داوطلبانه برای تصویربرداری طیفی حضور یافتن تشکر قدردانی می گردد.

## مراجع

[1] R. Rox ANDERSON, B.S. AND JOHN A. PARRISH M.D: “The Optics of Human Skin”, THE JOURNAL OF INVESTIGATIVE DERMATOLOGY, 77:13-19, No. J, 1981.

[2] I. Nishidate, T. Maeda, K. Niizeki, Y. Aizu: “Estimation of Melanin and Hemoglobin Using Spectral Reflectance Images Reconstructed from a Digital RGB Image by the Wiener Estimation Method”, sensors ISSN 1424-8220, 19 June 2013.

[3] صفریان، ابراهیم؛ مهاجرانی، عزالدین؛ «فرانگری تغییرات طیفی کبودشدگی در طی التیام به وسیله طیفسنج بازتابی»، بیستمین کنفرانس اپتیک و ایران، ۸ تا ۱۰ بهمن ۱۳۹۲

[4] J. A. Galeano Z, R. Jolivot, F. Marzani: “Quantification of melanin and hemoglobin in human skin from multispectral image acquisition: use of a neuronal network combined to a non-negative matrix factorization

”, Submitted on 20 Feb 2013.

[5] عبدالله پور، رقیه؛ درودی، احمد؛ سلطانی، پیمان؛ «اندازه گیری پارامترهای پوستی با دوربین فراطیفی»، کنفرانس فیزیک ایران، ۷ تا ۱۴ شهریور ۱۳۹۸.

[6] Lise L. Randeberga, Ivar Baarstadb, Trond Løke b, Peter Kaspersenb, Lars O. Svaasanda:

