

Jordan Journal of P H Y S I C S

An International Peer-Reviewed Research Journal

Volume 6, No. 1, 2013, 1434 H

Jordan Journal of Physics (JJP): An International Peer-Reviewed Research Journal issued by the support of the Scientific Research Support Fund, Ministry of Higher Education & Scientific Research, Jordan, and published quarterly by the Deanship of Research & Graduate Studies, Yarmouk University, Irbid, Jordan.

EDITOR-IN-CHIEF:

Nihad A. Yusuf

Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan.

nihadyusuf@yu.edu.jo

EDITORIAL BOARD:

Dia-Eddin M. Arafah

Department of Physics, University of Jordan, Amman, Jordan.

darafah@ju.edu.jo

Nabil Y. Ayoub

Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan.

nayoub@yu.edu.jo

Jamil M. Khalifeh

Department of Physics, University of Jordan, Amman, Jordan.

jkalifa@ju.edu.jo

Sami H. Mahmood

Department of Physics, University of Jordan, Amman, Jordan.

s.mahmood@ju.edu.jo

Marwan S. Mousa

Department of Physics, Mu'tah University, Al-Karak, Jordan.

mmousa@mutah.edu.jo

Ibrahim O. Abu Al-Jarayesh

Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan.

ijaraysh@yu.edu.jo

Akram A. Rousan

Department of Applied Physical Sciences, Jordan University Of Science And Technology, Irbid, Jordan.

akram@just.edu.jo

Saadi M. S. Abdul Jawad

Department of Physics, The Hashemite university, Zarqa, Jordan.

ssadi@hu.edu.jo

EDITORIAL SECRETARY: Majdi Al-Shannaq.

Manuscripts should be submitted to:

Prof. Nihad A. Yusuf
Editor-in-Chief, Jordan Journal of Physics
Deanship of Research and Graduate Studies
Yarmouk University-Irbid-Jordan
Tel. 00 962 2 7211111 Ext. 2075
E-mail: jjp@yu.edu.jo
Website: <http://Journals.yu.edu.jo/jjp>

Jordan Journal of
P H Y S I C S

An International Peer-Reviewed Research Journal

Volume 6, No. 1, 2013, 1434 H

INTERNATIONAL ADVISORY BOARD

Prof. Dr. Ahmad Saleh

Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan.
salema@yu.edu.jo

Prof. Dr. Aurore Savoy-Navarro

LPNHE Université de Paris 6/IN2P3-CNRS, Tour 33, RdC 4,
Place Jussieu, F 75252, Paris Cedex 05, France.
auore@lpnhep.in2p3.fr

Prof. Dr. Bernard Barbara

Laboratoire Louis Neel, Salle/Room: D 108, 25, Avenue des
Martyrs BP 166, 38042-Grenoble Cedex 9, France.
Barbara@grenoble.cnrs.fr

Prof. Dr. Bruno Guiderdoni

Observatoire Astronomique de Lyon, g, avenue Ch. Antre-F-69561,
Saint Genis Laval Cedex, France.
Bruno.guiderdoni@olos.univ-lyon1.fr

Prof. Dr. Buford Price

Physics Department, University of California, Berkeley, CA 94720,
U. S. A.
bprice@berkeley.edu

Prof. Dr. Colin Cough

School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, B15
2TT, U. K.
c.gough@bham.ac.uk

Prof. Dr. Desmond Cook

Department of Physics, Condensed Matter and Materials Physics
Research Group, Old Dominion University, Norfolk, Virginia
23529, U. S. A.
Dcook@physics.odu.edu

Prof. Dr. Evgeny Sheshin

MIPT, Institutskij per. 9, Dogoprudnyi 141700, Russia.
sheshin@lafeet.mipt.ru

Prof. Dr. Hans Ott

Laboratorium fuer Festkorperphysik, ETH Honggerberg, CH-
8093 Zurich, Switzerland.
ott@solid.phys.ethz.ch

Prof. Dr. Herwig Schopper

President SESAME Council, Chairman Scientific Board UNESCO
IBSP Programme, CERN, 1211 Geneva, Switzerland.
Herwig.Schopper@cern.ch

Prof. Dr. Humam Ghassib

Department of Physics, Jordan University, Amman, Jordan.
humam@atf.org.jo

Prof. Dr. Ingo Hofmann

GSI Darmstadt, Planckstr. 1, 64291, Darmstadt, Germany.
i.hofmann@gsi.de

Prof. Dr. Jozef Lipka

Department of Nuclear Physics and Technology, Slovak University
of Technology, Bratislava, Ilkovicova 3, 812 19 Bratislava,
Slovakia.
Lipka@elf.stuba.sk

Prof. Dr. Khalid Touqan

Chairman of Jordan Atomic Energy Commission, Amman, Jordan.

Prof. Dr. Mark J. Haggmann

Desert Electronics Research Corporation, 762 Lacey Way, North
Salt Lake 84064, Utah, U. S. A.
MHaggmann@NewPathResearch.Com

Prof. Dr. Nasr Zubeidey

President: Al-Zaytoonah University of Jordan, Amman, Jordan.
President@alzaytoonah.edu.jo

Prof. Dr. Patrick Roudeau

Laboratoire de l'Accelérateur, Lineaire (LAL), Université Paris-
Sud 11, Batiment 200, 91898 Orsay Cedex, France.
roudeau@mail.cern.ch

Prof. Dr. Paul Chu

Department of Physics, University of Houston, Houston, Texas
77204-5005, U. S. A.
Ching-Wu.Chu@mail.uh.edu

Prof. Dr. Peter Dowben

Nebraska Center for Materials and Nanoscience, Department of
Physics and Astronomy, 255 Behlen Laboratory (10th and R
Streets), 116 Brace Lab., P. O. Box 880111, Lincoln, NE 68588-
0111, U. S. A.
pdowben@unl.edu

Prof. Dr. Peter Mulser

Institute fuer Physik, T.U. Darmstadt, Hochschulstr. 4a, 64289
Darmstadt, Germany.
Peter.mulser@physik.tu-darmstadt.de

Prof. Dr. Rasheed Azzam

Department of Electrical Engineering, University of New Orleans
New Orleans, Louisiana 70148, U. S. A.
razzam@uno.edu

Dr. Richard G. Forbes

University of Surrey, FEPS (X1), Guildford, Surrey GU2 7XH,
U. K.
R.Forbes@surrey.ac.uk

Prof. Dr. Roy Chantrell

Physics Department, York University, York, YO10 5DD, U. K.
Rc502@york.ac.uk

Prof. Dr. Shawqi Al-Dallal

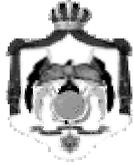
Department of Physics, Faculty of Science, University of Bahrain,
Manamah, Kingdom of Bahrain.

Prof. Dr. Susamu Taketomi

Matsumoto Yushi-Seiyaku Co. Ltd., Shibukawa-Cho, Yao City,
Osaka 581-0075, Japan.
staketomi@hotmail.com

Prof. Dr. Wolfgang Nolting

Institute of Physics / Chair: Solid State Theory, Humboldt-
University at Berlin, Newtonstr. 15 D-12489 Berlin, Germany
Wolfgang.nolting@physik.hu-berlin.de



The Hashemite Kingdom of Jordan



Yarmouk University

Jordan Journal of
PHYSICS

An International Peer-Reviewed Research Journal issued by the
Support of the Scientific Research Support Fund

Volume 6, No. 1, 2013, 1434 H

Instructions to Authors

Instructions to authors concerning manuscript organization and format apply to hardcopy submission by mail, and also to electronic online submission via the Journal homepage website (<http://jjp.yu.edu.jo>).

Manuscript Submission

1- **Hardcopy:** The original and three copies of the manuscript, together with a covering letter from the corresponding author, should be submitted to the Editor-in-Chief:

Professor Nihad A. Yusuf
Editor-in-Chief, Jordan Journal of Physics
Deanship of Scientific Research and Graduate Studies
Yarmouk University, Irbid, Jordan.
Tel: 00962-2-7211111, Ext. 2075
Fax: 00962-2-7211121
E-mail: jjp@yu.edu.jo

2- **Online:** Follow the instructions at the journal homepage website.

Original *Research Articles*, *Communications* and *Technical Notes* are subject to critical review by minimum of two competent referees. Authors are encouraged to suggest names of competent reviewers. *Feature Articles* in active Physics research fields, in which the author's own contribution and its relationship to other work in the field constitute the main body of the article, appear as a result of an invitation from the Editorial Board, and will be so designated. The author of a *Feature Article* will be asked to provide a clear, concise and critical status report of the field as an introduction to the article. *Review Articles* on active and rapidly changing Physics research fields will also be published. Authors of *Review Articles* are encouraged to submit two-page proposals to the Editor-in-Chief for approval. Manuscripts submitted in *Arabic* should be accompanied by an Abstract and Keywords in English.

Organization of the Manuscript

Manuscripts should be typed double spaced on one side of A4 sheets (21.6 x 27.9 cm) with 3.71 cm margins, using Microsoft Word 2000 or a later version thereof. The author should adhere to the following order of presentation: Article Title, Author(s), Full Address and E-mail, Abstract, PACS and Keywords, Main Text, Acknowledgment. Only the first letters of words in the Title, Headings and Subheadings are capitalized. Headings should be in **bold** while subheadings in *italic* fonts.

Title Page: Includes the title of the article, authors' first names, middle initials and surnames and affiliations. The affiliation should comprise the department, institution (university or company), city, zip code and state and should be typed as a footnote to the author's name. The name and complete mailing address, telephone and fax numbers, and e-mail address of the author responsible for correspondence (designated with an asterisk) should also be included for official use. The title should be carefully, concisely and clearly constructed to highlight the emphasis and content of the manuscript, which is very important for information retrieval.

Abstract: A one paragraph abstract not exceeding 200 words is required, which should be arranged to highlight the purpose, methods used, results and major findings.

Keywords: A list of 4-6 keywords, which expresses the precise content of the manuscript for indexing purposes, should follow the abstract.

PACS: Authors should supply one or more relevant PACS-2006 classification codes, (available at <http://www.aip.org/pacs/pacs06/pacs06-toc.html>)

Introduction: Should present the purpose of the submitted work and its relationship to earlier work in the field, but it should not be an extensive review of the literature (e.g., should not exceed 1 ½ typed pages).

Experimental Methods: Should be sufficiently informative to allow competent reproduction of the experimental procedures presented; yet concise enough not to be repetitive of earlier published procedures.

Results: should present the results clearly and concisely.

Discussion: Should be concise and focus on the interpretation of the results.

Conclusion: Should be a brief account of the major findings of the study not exceeding one typed page.

Acknowledgments: Including those for grant and financial support if any, should be typed in one paragraph directly preceding the References.

References: References should be typed double spaced and numbered sequentially in the order in which they are cited in the text. References should be cited in the text by the appropriate Arabic numerals, enclosed in square brackets. Titles of journals are abbreviated according to list of scientific periodicals. The style and punctuation should conform to the following examples:

1. Journal Article:

- a) Heisenberg, W., *Z. Phys.* 49 (1928) 619.
- b) Bednorz, J. G. and Müller, K. A., *Z. Phys.* B64 (1986) 189
- c) Bardeen, J., Cooper, L.N. and Schrieffer, J. R., *Phys. Rev.* 106 (1957) 162.
- d) Asad, J. H., Hijjawi, R. S., Sakaji, A. and Khalifeh, J. M., *Int. J. Theor. Phys.* 44(4) (2005), 3977.

2. Books with Authors, but no Editors:

- a) Kittel, C., "Introduction to Solid State Physics", 8th Ed. (John Wiley and Sons, New York, 2005), chapter 16.
- b) Chikazumi, S., C. D. Graham, JR, "Physics of Ferromagnetism", 2nd Ed. (Oxford University Press, Oxford, 1997).

3. Books with Authors and Editors:

- a) Allen, P. B. "Dynamical Properties of Solids", Ed. (1), G. K. Horton and A. A. Maradudin (North-Holland, Amsterdam, 1980), p137.
- b) Chantrell, R. W. and O'Grady, K., "Magnetic Properties of Fine Particles" Eds. J. L. Dormann and D. Fiorani (North-Holland, Amsterdam, 1992), p103.

4. Technical Report:

Purcell, J. "The Superconducting Magnet System for the 12-Foot Bubble Chamber", report ANL/HEP6813, Argonne Natl. Lab., Argonne, III, (1968).

5. Patent:

Bigham, C. B., Schneider, H. R., US patent 3 925 676 (1975).

6. Thesis:

Mahmood, S. H., Ph.D. Thesis, Michigan State University, (1986), USA (Unpublished).

7. Conference or Symposium Proceedings:

Blandin, A. and Lederer, P. *Proc. Intern. Conf. on Magnetism, Nottingham* (1964), P.71.

8. Internet Source:

Should include authors' names (if any), title, internet website, URL, and date of access.

9. Prepublication online articles (already accepted for publication):

Should include authors' names (if any), title of digital database, database website, URL, and date of access.

For other types of referenced works, provide sufficient information to enable readers to access them.

Tables: Tables should be numbered with Arabic numerals and referred to by number in the Text (e.g., Table 1). Each table should be typed on a separate page with the legend above the table, while explanatory footnotes, which are indicated by superscript lowercase letters, should be typed below the table.

Illustrations: Figures, drawings, diagrams, charts and photographs are to be numbered in a consecutive series of Arabic numerals in the order in which they are cited in the text. Computer-generated illustrations and good-quality digital photographic prints are accepted. They should be black and white originals (not photocopies) provided on separate pages and identified with their corresponding numbers. Actual size graphics should be provided, which need no further manipulation, with lettering (Arial or Helvetica) not smaller than 8 points, lines no thinner than 0.5 point, and each of uniform density. All colors should be removed from graphics except for those graphics to be considered for publication in color. If graphics are to be submitted digitally, they should conform to the following minimum resolution requirements: 1200 dpi for black and white line art, 600 dpi for grayscale art, and 300 dpi for color art. All graphic files must be saved as TIFF images, and all illustrations must be submitted in the actual size at which they should appear in the journal. Note that good quality hardcopy original illustrations are required for both online and mail submissions of manuscripts.

Text Footnotes: The use of text footnotes is to be avoided. When their use is absolutely necessary, they should be typed at the bottom of the page to which they refer, and should be cited in the text by a superscript asterisk or multiples thereof. Place a line above the footnote, so that it is set off from the text.

Supplementary Material: Authors are encouraged to provide all supplementary materials that may facilitate the review process, including any detailed mathematical derivations that may not appear in whole in the manuscript.

Revised Manuscript and Computer Disks

Following the acceptance of a manuscript for publication and the incorporation of all required revisions, authors should submit an original and one more copy of the final disk containing the complete manuscript typed double spaced in Microsoft Word for Windows 2000 or a later version thereof. All graphic files must be saved as PDF, JPG, or TIFF images.

Allen, P.B., “.....”, in: Horton, G.K., and Muradudin, A. A., (eds.), “Dynamical.....”, (North.....), pp....

Reprints

Twenty (20) reprints free of charge are provided to the corresponding author. For orders of more reprints, a reprint order form and prices will be sent with the article proofs, which should be returned directly to the Editor for processing.

Copyright

Submission is an admission by the authors that the manuscript has neither been previously published nor is being considered for publication elsewhere. A statement transferring copyright from the authors to Yarmouk University is required before the manuscript can be accepted for publication. The necessary form for such transfer is supplied by the Editor-in-Chief. Reproduction of any part of the contents of a published work is forbidden without a written permission by the Editor-in-Chief.

Disclaimer

Opinions expressed in this Journal are those of the authors and neither necessarily reflects the opinions of the Editorial Board or the University, nor the policy of the Higher Scientific Research Committee or the Ministry of Higher Education and Scientific Research. The publisher shoulders no responsibility or liability whatsoever for the use or misuse of the information published by JJP.

Indexing

JJP is currently applying for indexing and abstracting to all related International Services.

Table of Contents:

English Articles	Pages
Effect of the Electrode Bore Angle on the Two-Electrode Electrostatic Immersion Lens Design M. A. Al-Khashab and A. I. M. Al-Abdullah	1-5
Optical Properties of Vanadium Pentoxide Thin Films Prepared by Thermal Evaporation Method Nehad M. Tashtoush and Osamah Kasasbeh	7-15
Arabic Article	Pages
إيجاد معدل القشط العام لكاشف الأثر النووي CR-39 باستخدام طريقة Le-D سعيد حسن سعيد النعيمي وياسر يحيى قاسم	17-25
Determination of the Bulk Etch Rate of the Nuclear Track Detector CR-39 Using Le-D Method S. H. S. Al-Nia'emi and Y. Y. Kasim	17-25
تغير الفيض المرصود من نجم نيوتروني بتأثير مجاله الجاذبي مؤيد عزيز العبيدي وسجى إسماعيل خليل	27-31
The Variation of the Observed Flux from a Neutron Star by Its Gravitational Field M. A. Alobayde and S.E. Khaleel	27-31
تأثير جسيمات ألفا في الخصائص الكهربائية لبنائات MIS: Au-Ta₂O₅-GaAs سعيد حسن سعيد النعيمي، أطياف صبحي الرواس وصهباء محفوظ بك العباسي	33-46
Effect of Alpha Particles on the Electrical Characteristics of the MIS: Au-Ta₂O₅-GaAs Devices S. H.S. Alnia'emi, A.S. Al-Rawass and S.M.B Al-Abasee	33-46

Effect of the Electrode Bore Angle on the Two-Electrode Electrostatic Immersion Lens Design

M. A. Al-Khashab and A. I. M. Al-Abdullah

Physics Department, College of Science, Mosul University, Mosul, Iraq.

Received on: 27 / 6 / 2012; Accepted on: 30 / 10 / 2012

Abstract: This paper describes the influence of the front electrode bore angle on the electron optical performance of the two-electrode electrostatic immersion lens. The electrode bore shape is the most important geometrical parameter in any electron optical device. Accordingly, a design of an electrostatic immersion lens is presented and its electron optical properties are calculated and compared for different values of bore angle of the electrode facing the incident electron beam. It has been found that the electrode bore angle has a slight effect on the electron optical properties of the electrostatic lens design. Moreover, the best compromise aberration coefficients are obtained at an angle equal to (16°).

Keywords: Electrostatic lens design; Electrostatic immersion lens; Electron optical properties.

Introduction

Electrostatic lenses are used for the extraction, focusing, deceleration and acceleration of electron and ion beams. They are of great importance in the design of low energy electrostatic accelerators such as Cockcroft-Walton and Van de Graff accelerators [1]. Recently, add-on immersion electrostatic-magnetic lens attachments have been designed to improve the resolution of conventional scanning electron microscopes (SEMs) which can acquire images with a resolution of better than 4 nm at a landing energy of 600 eV [2].

The theory of electrostatic lenses has been developed in the early 1930s. The solution of the paraxial ray equation and the introduction of the matrix formalism are illustrated in [3, 4]. The solution of the paraxial ray equation at relativistic energies can be found in [5, 6]. Ion optics with rotationally symmetric electrostatic lenses is presented in [1]. Accurate and extensive data calculation on the objective focal properties and the third-order aberrations of electrostatic lenses can be found in [7, 8]. Progress in the calculation of electron optical properties in

recent years have been reviewed in [9, 10] and especially in [11].

Intensive studies have been rigorously carried out to optimize the geometrical structure and the dimensions of electrostatic lenses. New models of asymmetrical electrostatic immersion lenses have been introduced in [12]. An electrostatic einzel lens fabricated using micro-fabrication technology is described in [13]. The design and fabrication of cylindrical multi-element electrostatic lenses at the nanoscale down to 140 nm in aperture diameter and 4.2 μm in column length are presented in [14].

In this research work, we study the effect of front electrode bore angle of a two-electrode electrostatic immersion lens on its electron optical properties.

Design Considerations

The cross-section of the prototype electrostatic immersion lens as well as its geometrical parameters and shape dimensions are shown in Fig. 1. In the proposed design, the

voltage applied to the front electrode of truncated conical-shaped bore, facing the incident electron, is denoted by (V_1). The second electrode, facing the image side, has a cylindrical bore; the applied voltage is denoted by (V_2). The bore diameters of the two electrodes, denoted by (D_1) and (D_2), are equal to 4 mm and 6 mm, respectively [15]. The bore angle of the first electrode is denoted by (θ). The space between the two electrodes, denoted by (L), is 10 mm.

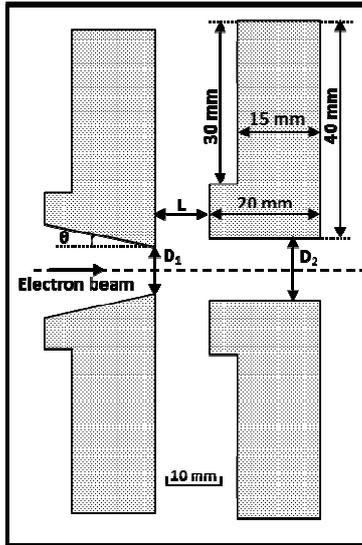


FIG. 1. Cross-section of the electrostatic immersion lens design with its geometrical parameters and dimensions

$$C_{si} = \frac{1}{16 V_i^{1/2} r_i^4} \int_{Z_o}^{Z_i} \left\{ \left[\frac{5}{4} \left(\frac{V''}{V} \right)^2 + \frac{5}{24} \left(\frac{V'}{V} \right)^4 \right] r^3 + \frac{14}{3} \left(\frac{V'}{V} \right)^4 r'^3 r^3 - \frac{3}{2} \left(\frac{V'}{V} \right)^2 r'^2 r^2 \right\} V^{1/2} dz$$

$$C_{ci} = \frac{V_i^{1/2}}{r_i^2} \int_{Z_o}^{Z_i} \left(\frac{V'}{2V} r' r + \frac{V''}{4V} r^2 \right) V^{-1/2} dz$$

where (C_{si}) and (C_{ci}) are the spherical and the chromatic aberration coefficients, respectively, at the image plain, (Z_o) and (Z_i) are the object and image plane positions, respectively, (V_i) is the potential at the image plain, (V') and (V'') are the first and second derivatives of the axial potential, (r) is the electron trajectories and (r_i) is the slope of the electron trajectories at each point which can be found using the following paraxial ray equation:

$$r''(Z) + \frac{V'}{2V} r'(Z) + \frac{V''}{4V} r(Z) = 0$$

The above equation can be solved numerically using the “fourth-order Range-Kutta” method [18].

Procedure and Results

In order to determine the best bore angle for the front electrode of the two-electrode electrostatic immersion lens, the electron optical properties are calculated and compared systematically using constant electrode voltage at the same “finite magnification condition” of operation [16]. The calculation is accomplished by using a modified version of some Munro’s programs [16]. The modification made in this research work involves enhancing the fine and coarse mesh numbers in the axial and radial directions. More accurate finite element calculations are necessary for handling the complicated shape design [17]. Moreover, the programs have been modified to calculate and illustrate the electron trajectories inside the lens structure.

The spherical aberration coefficient C_s and the chromatic aberration coefficient C_c are considered as the best criteria for the comparison between the optical instruments [8]. These coefficients can be calculated numerically from the following non-relativistic formula using Simpson’s rule [19]:

The calculation of the electron optical properties is completed under the same operational condition of applied voltages ($V_1 = 100 V$) and ($V_2 = 3 kV$) and using the “finite magnification condition” with object plain position (Z_o) equal to 114 mm [15]. In this research work, we consider the previous parameters as constant values in the calculation of the electron optical properties. The values of the first electrode bore angle have been chosen equal to (0, 5, 11, 16 and 21)°.

The axial potential distribution is calculated for each value of the bore angle and compared in Fig. 2. The Figure shows the axial potential profile curves at the location of the front electrode. These curves rise more rapidly as the bore angle increases.

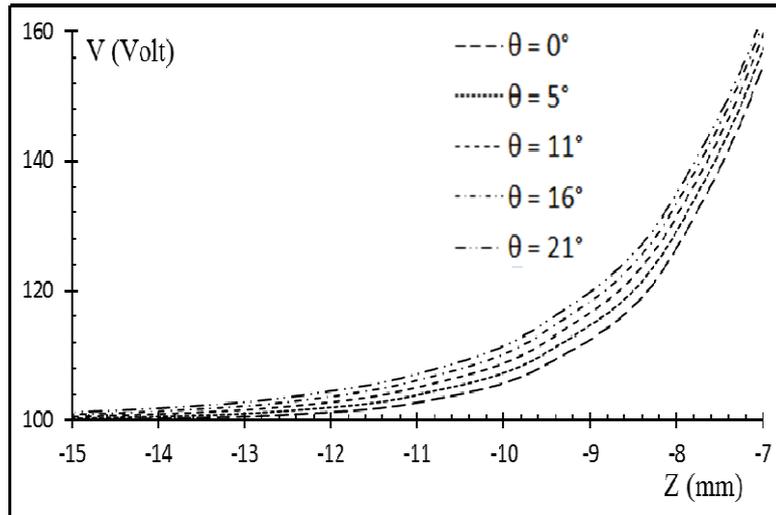


FIG. 2. Variation of the axial potential distribution due to the variation of the electrode bore angle

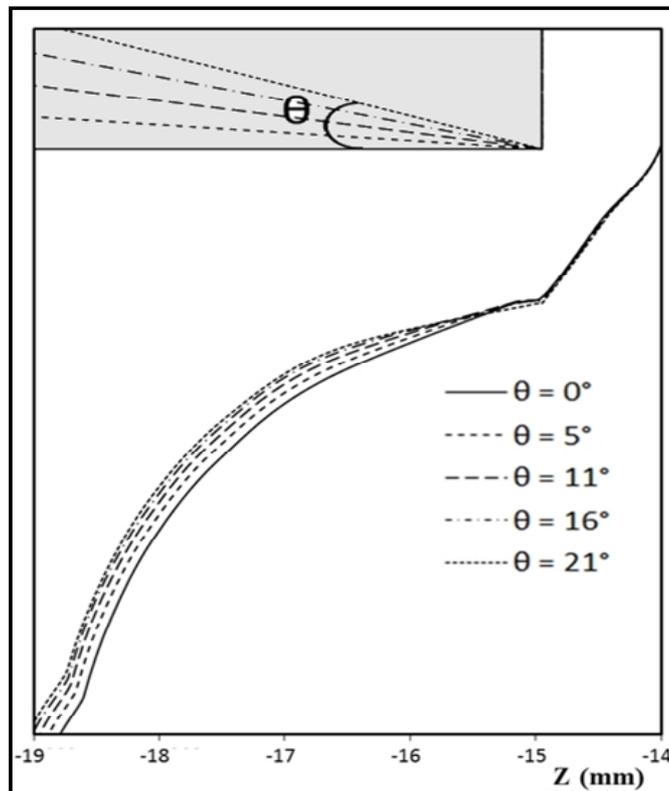


FIG. 3. Variation of the front electrode closest equipotential line trajectories with its bore angle θ

The variations of the single equipotential line with the front electrode bore angle are illustrated in Fig. 3. This Figure shows that the shift of the equipotential line inside the electrode bore becomes greater as the electrode bore angle increases. The differences between the equipotential line trajectories are more noticeable at the small values of the bore angle compared to those at the larger values of the bore

angle. As a result, a larger angle produces a stronger stray field inside the bore.

The electron beam trajectories have also been calculated for each value of bore angle. Fig. 4 shows a comparison of the electron trajectories at the cross-over point for different values of the bore angle. The Figure shows that the cross-over points are shifted toward the image side as the bore angle increases (i.e., as the focal length increases).

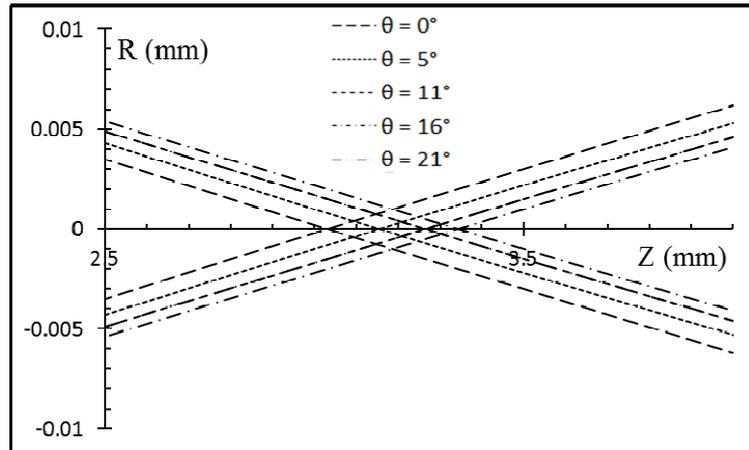


FIG. 4. Variation of the electron trajectories profile at the cross-over points due to the variation of the electrode bore angle

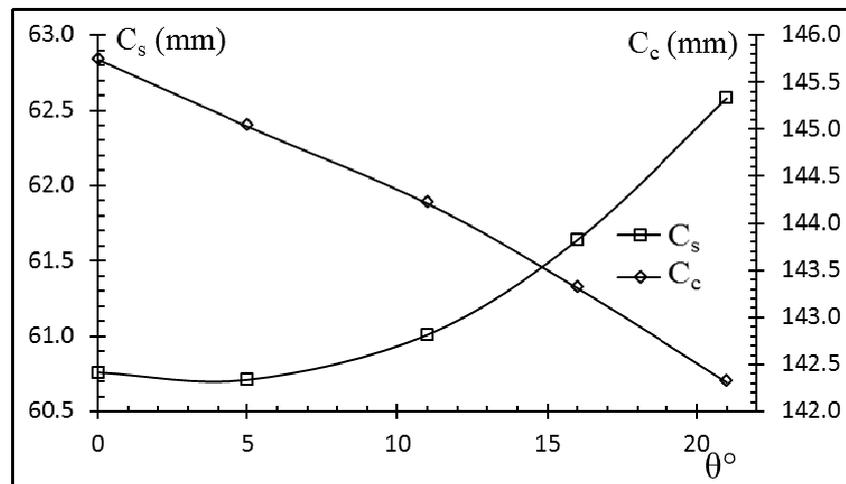


FIG. 5. Variation of the spherical and chromatic aberration coefficients due to the variation of the electrode bore angle

The spherical and the chromatic aberration coefficients are calculated for the same range of electrode bore angles and compared with each other as shown in Fig. 5. The calculation is carried out at the same electrodes voltage ($V_1 = 100$ V and $V_2 = 3kV$). The object plain position equals ($Z_0 = 114$ mm) at the “finite magnification condition”. Fig. 5 shows that the spherical aberration coefficient increases as the value of the bore angle increases, while the chromatic aberration coefficient decreases. Accordingly, we can consider that the best compromise aberration coefficients are obtained at an angle of (16°).

Conclusions

We study the front-electrode bore angle for a new design of immersion electrostatic lens different from the planar-apertured and tubular electrode configurations. It has been found that the electrode bore angle has a slight effect on the electron optical properties of the electrostatic lens design. The spherical aberration coefficient increases as the value of the bore angle increases, while the chromatic aberration coefficient decreases. The best compromise aberration coefficients are obtained at an angle of 16° . Larger angles produce more stray field inside the bore. The difference between two successive equipotential line trajectories decreases when the value of the bore angle increases.

References

- [1] Hinterberger, F., "The Physics of Particle Accelerators", Ch. 4 and 5, (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2005).
- [2] Khursheed, N. and Karuppiah, N., *American Inst. of Phys.*, 73(8) (2002) 2906.
- [3] Septier, A., "Applied Charged Particle Optics", (ACADEMIC PRESS, INC. 24/28 Oval Road, London NW1 7DX., 1980).
- [4] Liebl, H., "Applied Charged Particle Optics", Ch.2-4, 45-104, (Springer, 2008).
- [5] Zworykin, V.K., Morton, G.A., Ramberg, E.G., Hillier, J. and Vance, A.W., "Electron Optics and the Electron Microscope", (Wiley, New York, 1945).
- [6] Lawson, J.D., "The Physics of Charged Particle Beams", Ch.5, 161-201, (Clarendon Press, Oxford, 1988).
- [7] Grivet, P., "Electron Optics", Ch.4, 85-119, (Pergamon Press, London. Part 1, 1965).
- [8] Hawkes, P.W. and Kasper, E., "Principles of Electron Optics", Part 2, Ch.35, (ACADEMIC PRESS, Inc., 629-686, 1996).
- [9] Hawkes, P.W., *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 29(1) (2004) 837.
- [10] Sise, O., Ulu, M. and Dogan, M., *Nucl. Instrum. Methods A.*, 54 (2005) 114.
- [11] Lencová, B., Electrostatic Lenses, in: "Handbook of Charged Particle Optics", (J. Orloff, Ed.), (CRC Press, Boca Raton, 161–208, 2009).
- [12] Al-Khashab, M.A. and Al-Shamma, M.T., *Dirasat, Pure Sciences*, 36(2) (2009) 171.
- [13] Syms, R.R.A., Michelutti, L. and Ahmad, M.M., *Sensors and Actuators*, A107 (2003) 285.
- [14] Sinno, I., Sanz-Velasco, A., Kang, S., Jansen, H., Olsson, E., Enoksson, P. and Svensson, K., *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 20(9) (2010) 095031.
- [15] Al-Khashab, M.A. and Al-Abdullah, A.I.M., *Rafidain Journal of Science*, (2013), Unpublished.
- [16] Munro, E., "A Set of Computer Programs for Calculating the Properties of Electron Lenses", Report CUED/B-ELECT/TR 45. Cambridge University, Eng. Dept. (1975).
- [17] Orloff, J., "Handbook of Charged Particle Optics", Ch.1, 3-11. (CRC Press LLC, 1997).
- [18] Hawkes, P.W., "Electron Optics and Electron Microscopy", Ch.2, 27-44. (Taylor and Francis, Ltd., London, 1972).
- [19] Szilagyi, M. and Szep, J., *J. Vac. Sci. Technol.*, B6 (1988) 953.

Optical Properties of Vanadium Pentoxide Thin Films Prepared by Thermal Evaporation Method

Nehad M. Tashtoush^a and Osamah Kasasbeh^b

^a Department of Physics, Faculty of Science, Yarmouk University, Irbid, Jordan.

^b Department of Physics, Faculty of Science, Mutah University, Al-Karak, Jordan.

Received on: 2/12/2012; Accepted on: 15/4/2013

Abstract: Vanadium Pentoxide (V_2O_5) thin films were obtained using thermal evaporation technique on a glass substrate. Many films of different thicknesses were prepared. Deposition rate was controlled by using a quartz monitor connected with the system and the rate was about 5 nm per second for all films. The transmittance and reflectance of each film, in the spectral range 300 to 900 nm, were measured from which the optical constants (Refractive index, Absorption coefficient, Extinction coefficient and Energy gap) were determined. The energy gap was calculated for two films ($d_1 = 320$ nm and $d_2 = 700$ nm) and found to be 1.87 and 2.1 eV for the direct allowed transitions, respectively. All measured values were consistent with those found in other previous studies. All our films were found to have an amorphous structure as was shown by the XRD patterns of the films.

Keywords: Refractive index; Extinction coefficient; Optical constants; Absorption coefficient; Vanadium Pentoxide.

Introduction

Thin films of semi-conducting materials generally have neither the same physical properties nor the same chemistry as the respective bulk material. Moreover, the preparing techniques and deposition processes used to create films dramatically change the physical properties of material such as refractive index, extinction coefficient, homogeneity, density, hardness, internal stress, adhesion to substrate and crystal structure. Therefore, the difference in physical properties between bulk and thin film material depends strongly on many factors such as the type of deposition process itself, deposition temperature, deposition rate, gas pressure, substrate geometry, preparation of the coating material and the post-deposition temperature. Vanadium pentoxide is an important material in glass and ceramic industries. Vanadium pentoxide is of big interest, since it is a good catalyst and can be used in the applications of gas sensors and other applications. Also, it is a chemical material that

can be added to glass for coloration and to absorb wavelengths below 359 nm. It also can be used in ceramic resistor materials. Possible new uses include the preparation of bismuth vanadate ceramics for use in solid oxide fuel cells. Another new application is in vanadium redox batteries, a type of flow battery used for energy storage, including large power facilities such as wind farms. Many methods of preparation, physical and chemical methods, are used to prepare V_2O_5 films: chemical vapor deposition, magnetron sputtering, sol-gel technology, thermal evaporation technique and flash evaporation. The characteristics of V_2O_5 films are strongly dependent on the method of their synthesis, because V_2O_5 loses oxygen when heated in vacuum or in reductive atmosphere; this causes partial dislocation and oxygen removal from the V_2O_5 lattice, which results in the formation of defects or a reduced phase in the resulting layers [1-8].

The electro-chromic properties of aqueous sol-gel derived vanadium oxide films with different thicknesses have been investigated [9]. Rajendra Kumar *et al.* have determined various structural parameters such as lattice constants, grain size and micro-strain and dislocation density of V_2O_5 thin films prepared by vacuum evaporation. Also, the influence of deposition temperature on the structural parameters has been discussed [10]. Pulsed laser deposition technique was used by Rajendara Kumar *et al.* to prepare V_2O_5 thin film thermistors [11]. Finally, many reports have been found about the physical properties of V_2O_5 and its compounds, especially glass and ceramic [12-15].

Theoretical Background

Many methods can be used to measure the optical constants of materials [6, 16-18], one of which is by measuring the transmittance (T) and reflectance (R) of the film. For a single absorbing layer on a transparent substrate such as vanadium pentoxide thin films on a glass substrate, it is easy to measure the reflectance from the film side and the transmittance through the film. Using these measurements, we can find the optical constants of the film material by solving the theoretical equations that give the values of transmittance and reflectance as a function of wavelength and optical constants. These relations for T and R can be approved, and have been found to be as [18, 19]:

$$T = \frac{s}{n_0} \frac{[(1+g_1)^2 + h_1^2][(1+g_2)^2 + h_2^2]}{\text{Exp}[2\beta] + (g_1^2 + h_1^2)(g_2^2 + h_2^2)\text{Exp}[-2\beta] + C \cos(2\gamma) + D \sin(2\gamma)} \quad (1)$$

$$R = \frac{(g_1^2 + h_1^2) \text{Exp}[2\beta] + (g_2^2 + h_2^2) \text{Exp}[-2\beta] + A \cos(2\gamma) + B \sin(2\gamma)}{\text{Exp}[2\beta] + (g_1^2 + h_1^2)(g_2^2 + h_2^2) \text{Exp}[-2\beta] + C \cos(2\gamma) + D \sin(2\gamma)} \quad (2)$$

where

$$h_1 = \frac{2n_0k}{(n_0+n)^2 + k^2}, \quad h_2 = \frac{-2sk}{(n+s)^2 + k^2}, \quad g_1 = \frac{n_0^2 - n^2 - k^2}{(n_0+n)^2 + k^2}, \quad g_2 = \frac{n^2 - s^2 + k^2}{(n+s)^2 + k^2}$$

$$A = 2(g_1g_2 + h_1h_2), \quad B = 2(g_1h_2 - g_2h_1), \quad C = 2(g_1g_2 - h_1h_2), \quad D = 2(g_1h_2 + g_2h_1)$$

$$\beta = \frac{2\pi kd}{\lambda}, \quad \gamma = \frac{2\pi md}{\lambda}$$

where d is the film thickness, k is the extinction coefficient of the film, s is the refractive index of the substrate, n is the refractive index of the film material and n_0 is the refractive index of air. Solving Eq. 1 and Eq. 2 by a suitable computer program (using Mathematica Package or Mat lab), n and k can be found. Then, k can be used to find the absorption coefficient α which is related to k by [6]:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (3)$$

In order to determine the fundamental absorption edge from T measurements, the following expression can be used:

$$\alpha(h\nu) = B(h\nu - E_g)^m \quad (4)$$

where α is the optical absorption coefficient, $h\nu$ is the incident photon energy, as a constant

called edge width parameter, E_g is the optical band gap of the material and m is the exponent, that determines the type of electronic transition causing the absorption. It can take values of (1/2) for direct allowed, (3/2) for direct forbidden, 2 for indirect allowed and 3 for indirect forbidden transitions [20].

Experimental Details

Vanadium pentoxide thin films, of different thicknesses (320, 550 and 700 nm), were prepared using thermal evaporation technique. This was achieved by using Edwards Coating System E306 A model. All samples (thin films) were deposited on glass substrates with a refractive index of about 1.52. The substrates were cleaned by the usual method of cleaning; that is: using the ultrasound cleaner filled with acetone to clean the substrates, then filled with

distilled water. After this, all substrates were cleaned again with methanol and then with distilled water. Finally, hot clean air was used to dry the substrates. To prepare a certain sample with a certain thickness, the substrate was attached to a special holder in the evaporator. Then, a powder of V_2O_5 of purity 98.5% was added to the Mo boat, which was 12 cm away from the substrate, before closing the chamber to start the evacuation and evaporation process. The base pressure inside the chamber was less than 10^{-5} mbar. In each deposition process, two samples were prepared for different purposes of film characterization. After the films were deposited, they were removed from the coating chamber and a variety of characterization techniques were employed to study their various properties. The normal incidence reflectance (R) and transmittance (T) of the films were measured over the range of 300 nm to 900 nm wavelength. A spectrophotometer, Specord M500 model, was used for this purpose.

Results and Discussion

The X-ray diffraction pattern of room temperature deposited V_2O_5 films assured their amorphous nature. Fig. 1 shows a typical XRD pattern of one of the as deposited V_2O_5 thin films. Fig. 2 shows a typical curve of the transmittance in the visible region; i.e. from 300 nm to 900 nm for three films of different thicknesses (320, 500 and 700 nm). It shows that the transmittance decreases as the thickness of the film increases. Also, more peaks (interference fringes) appear when the film thickness increases. Fig. 3 shows the reflectance spectrum of the three prepared films in the same visible spectrum as for T . In order to measure the optical constants, two well prepared films of different thicknesses; i.e. $d_1 = 320$ nm and $d_2 = 700$ nm, were analyzed. As shown in Fig. 2, there are two broad peaks for the first film; namely at $\lambda = 530$ nm and 780 nm. To measure the optical constants of this film, the measured values of T and R were used with Eq. 1 and Eq. 2. The refractive index, (n), and the extinction coefficient, (k), of this film for the whole spectrum region were calculated by solving these two equations.

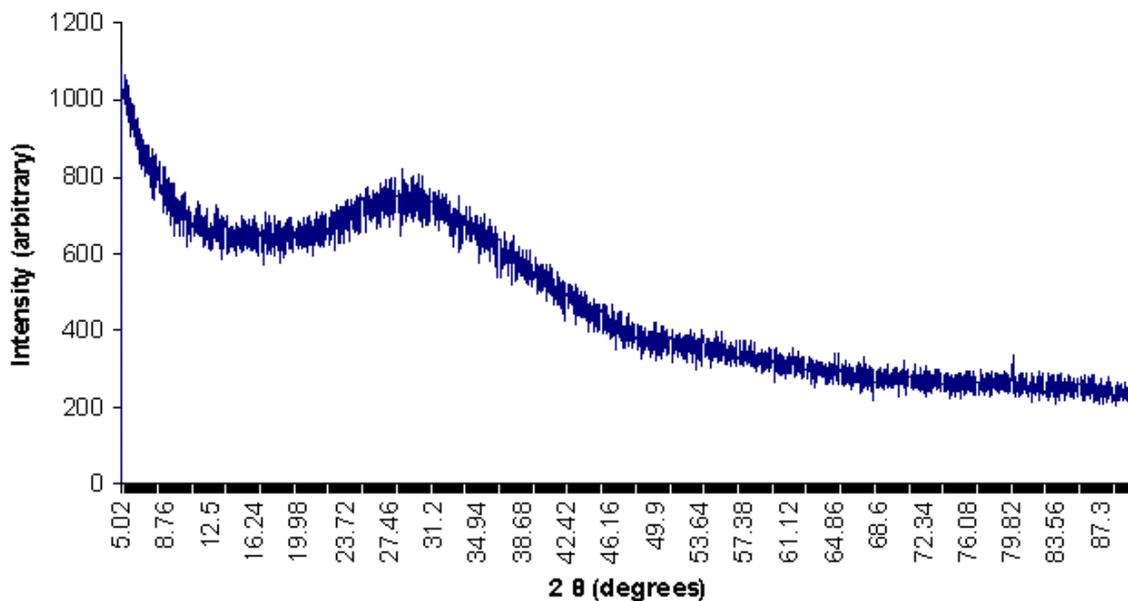


FIG. 1. X-ray diffraction pattern of an as deposited V_2O_5 thin film on a glass substrate

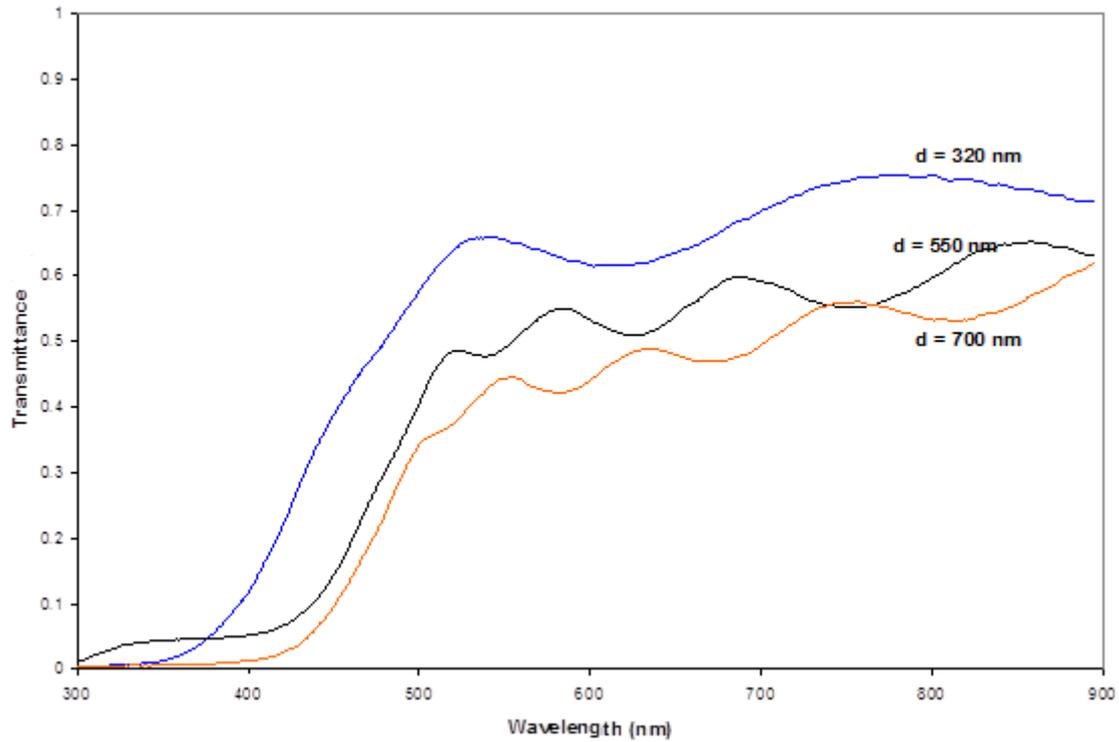


FIG. 2. The transmittance (T) curve as a function of wavelength of three V_2O_5 films ($d = 320, 550$ and 700 nm)

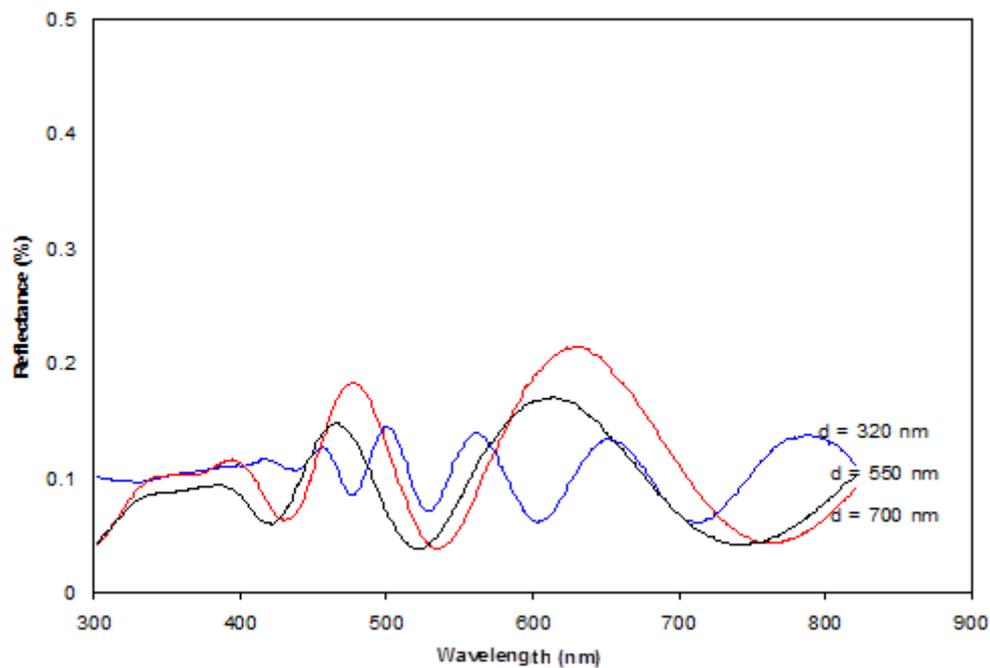


FIG. 3. The reflectance (R) curve as a function of wavelength of three V_2O_5 films ($d = 320, 550$ and 700 nm)

The calculated values of the refractive index as a function of wavelength are shown in Fig. 4. It appears that the refractive index of this film decreases from 1.88 to 1.73 as wavelength increases from 500 nm to 900 nm. These calculated data of refractive index were fitted to the two-term Cauchy formula. The output of this fitting process gives us a relation between the refractive index and the wavelength; that is:

$$n(\lambda) = 1.68606 + \frac{51020.2}{\lambda^2} \quad (5)$$

The full curve in Fig. 4 represents the fitted data curve according to Eq. 4. This Cauchy formula can be used to calculate the refractive index at any wavelength.

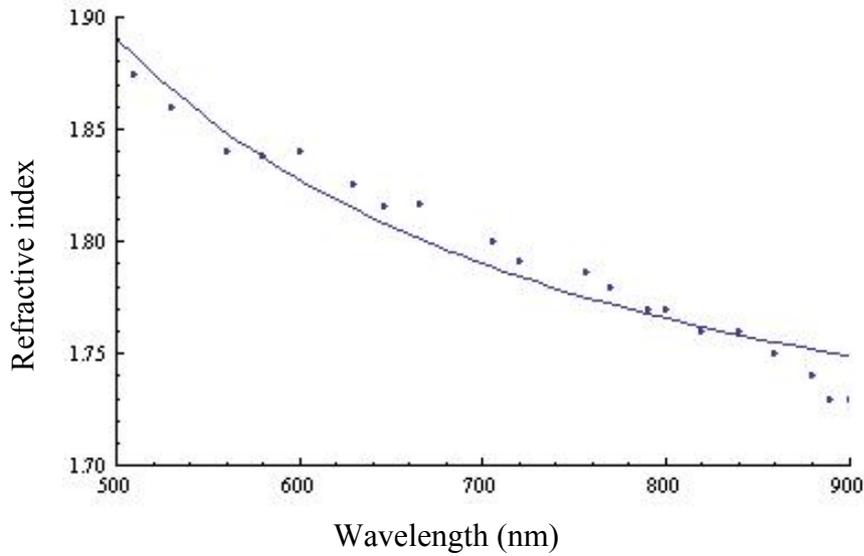


FIG. 4. Refractive index of V_2O_5 film (320 nm) versus wavelength. The points represent the calculated values and the full curve is the fitting curve according to Eq. 4

Fig. 5 shows the extinction coefficient variation versus wavelength. As indicated in the Figure, the extinction coefficient of this film decreases from 0.057 to about 0.039 as wavelength increases from 500 nm to about 620 nm, then up to 900 nm the extinction coefficient was found to be constant with the value of about 0.039. In order to calculate the absorption coefficient of the film, Equation 3 was used. Fig. 6 shows the behavior of the calculated values of the absorption coefficient as a function of wavelength. It appears that the absorption coefficient decreases from 0.0013 nm^{-1} to 0.0007

nm^{-1} in the range of 500 nm to 620 nm. After this value of wavelength, from 620 nm to 900 nm, it becomes almost constant and equal to about 0.0007 nm^{-1} . Finally, to measure the optical energy gap for this film, Eq. 4 was used. Fig. 7 shows that the energy gap for direct allowed transition in this film is about 2.1 eV. This result is reasonable and is very close to other values found in literature. However, more accurate values can be deduced for all optical constants if more efficient programs for solving these equations were used.

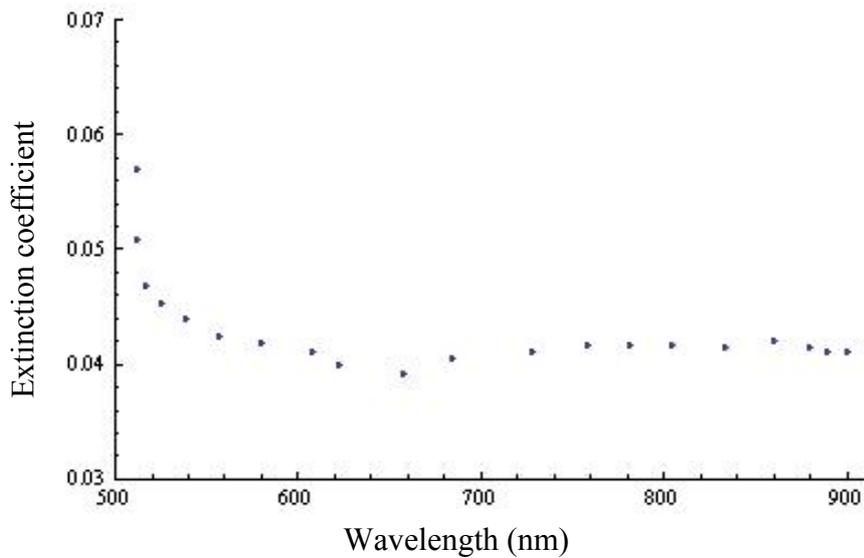


FIG. 5. Extinction coefficient of an as deposited V_2O_5 (320 nm) thin film against wavelength

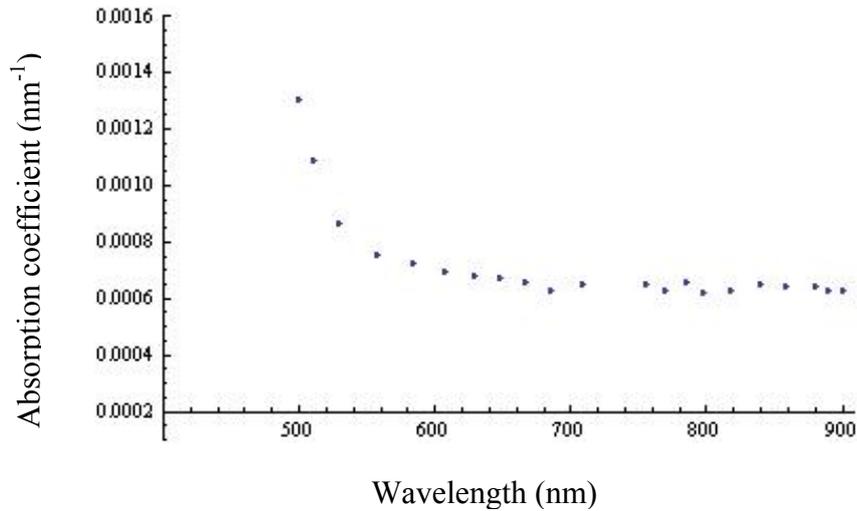


FIG. 6. Absorption coefficient of an as deposited V_2O_5 (320 nm) thin film against wavelength

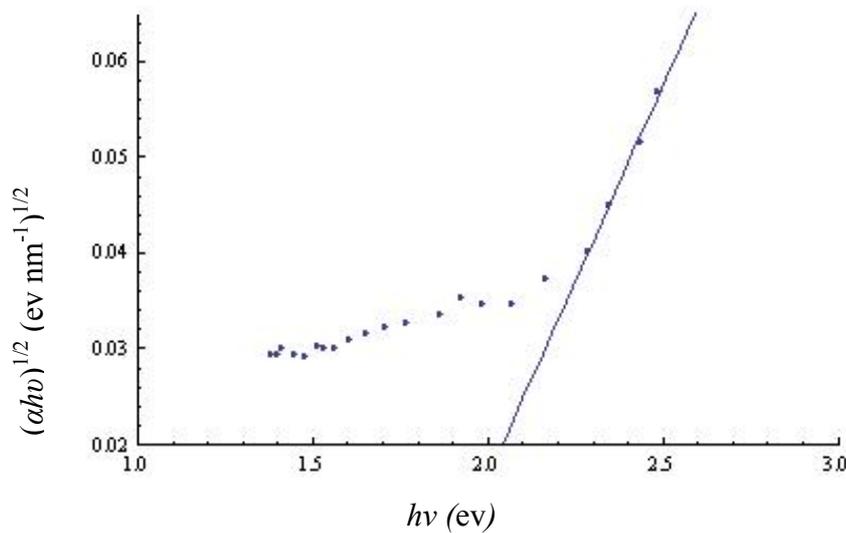


FIG. 7. $(\alpha hv)^{1/2}$ versus (hv) plot for 320 nm V_2O_5 thin film

Another V_2O_5 film with a thickness of 700 nm was used to determine and compare the optical constants of a larger film thickness. Using the same procedure and equations, the optical constants of this film were calculated.

It is clear that the transmittance is less than that of the first film (thickness = 320 nm). The maximum value of T is about 62% with three maximal points (peaks) in the spectrum. Also, the transmittance falls down to almost zero value at about and less than 400 nm. Comparing with the first film; i.e. $d_1 = 320$ nm, there were two broad peaks and the transmittance falls down to zero at about 320 nm. As indicated in the Figure, the film shows different types of absorption. In the range of 320 to 420 nm, the film has a strong absorption, while in the region from 420 nm to 540 nm the film has a weak absorption, and a

medium absorption region exists in the range from 540 nm to 900 nm.

In order to measure the optical properties, Eqs. 1 and 2 were solved. Fig. 8 shows the calculated refractive index of this film (dot points) as a function of wavelength interval of 500 nm to 900 nm. It appears that the refractive index decreases from 1.94 to 1.7 as wavelength increases from 520 nm to 900 nm. This shows higher values of n compared with lower film thickness as indicated in Fig. 4 for the 320 nm film. The full curve on Fig. 8 represents the fitted data curve where the data were fitted to the two-term Cauchy formula. The Cauchy formula that can be deduced from fitting data and can be used to calculate the refractive index at any wavelength is found to be:

$$n(\lambda) = 1.55465 + \frac{109243}{\lambda^2} \quad (6)$$

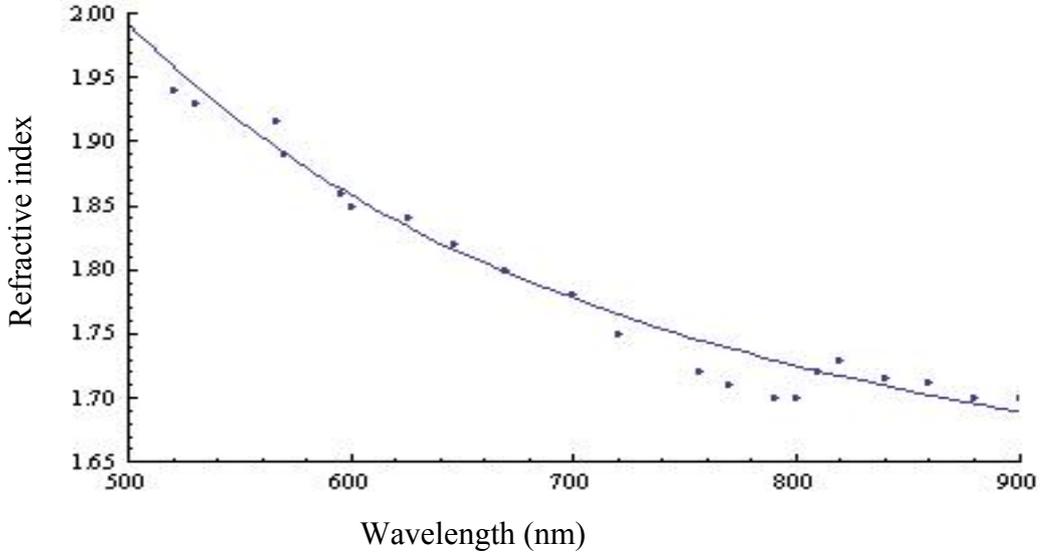


FIG. 8. Refractive index of V₂O₅ (700 nm) film versus wavelength (dot points for measured and line for fitting)

The behavior of the extinction coefficient against wavelength is shown in Fig. 9. It appears that the extinction coefficient decreases from 0.035 to 0.018 as wavelength increases from 500 nm to 900 nm. Using these data of k , the absorption coefficient was calculated. Fig. 10 shows the behavior of the absorption coefficient as a function of wavelength. As Fig. 10 shows, it is clear that the absorption coefficient decreases from 0.0009666 nm⁻¹ to 0.00035 nm⁻¹ as

wavelength increases from 520 nm to 700 nm. Then it will be constant and equal to 0.00035 nm⁻¹ in the interval of wavelength from 700 nm to 900 nm.

Finally, the optical band gap was calculated using Eq. 4. Using the data in Fig. 11, the optical band gap energy for direct allowed transition was found to be about 1.87 eV.

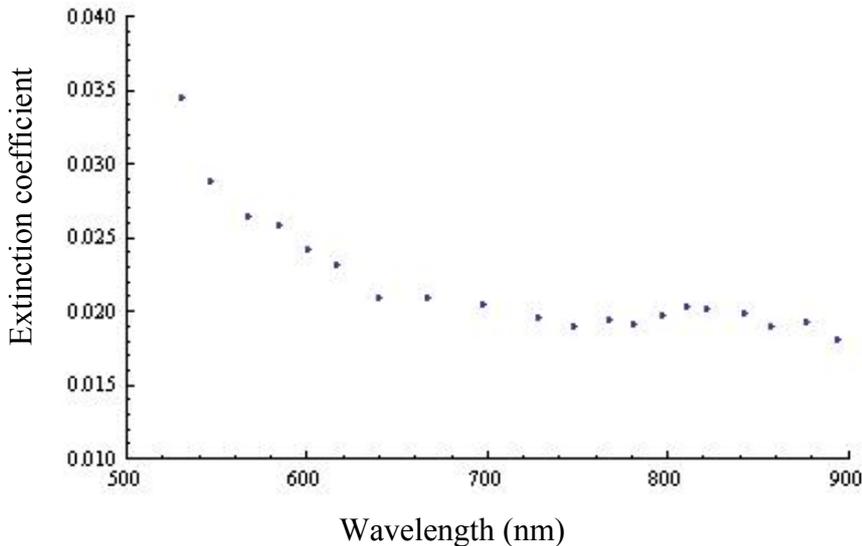


FIG. 9. Extinction coefficient of the as deposited V₂O₅ (700 nm) thin film against wavelength

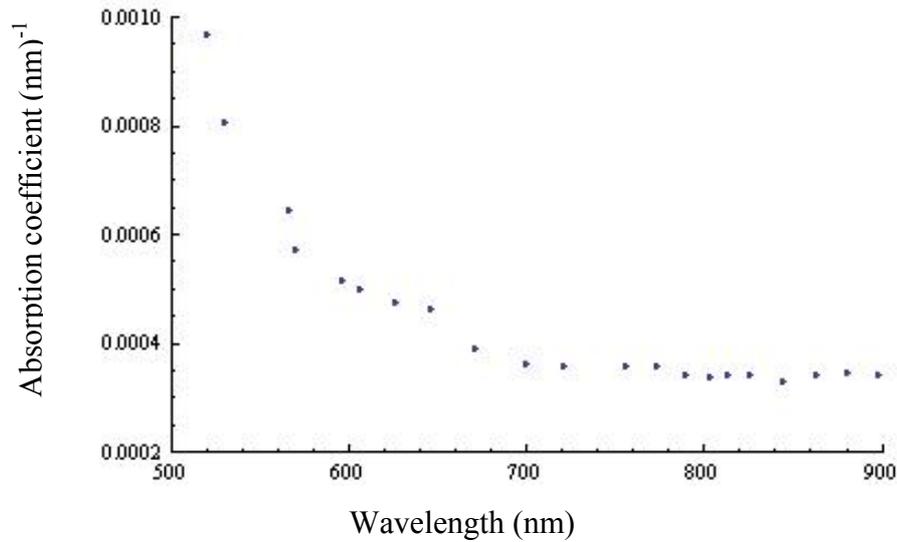


FIG. 10. Absorption coefficient of the as deposited V_2O_5 (700 nm) thin film against wavelength

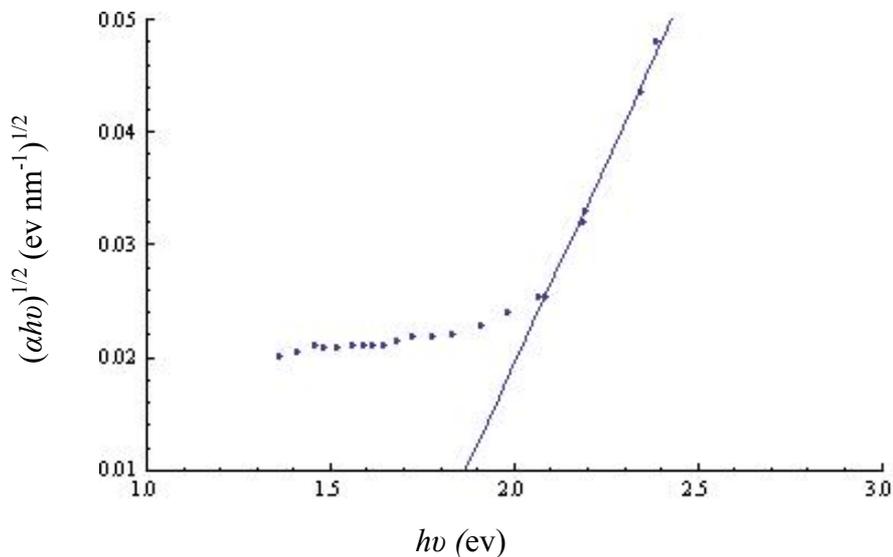


FIG. 11. $(\alpha h\nu)^{1/2}$ versus $(h\nu)$ plot for 700 nm V_2O_5 thin film

Conclusions

Thermal evaporation method was used to prepare Vanadium Pentoxide thin films. The films are deposited on a glass substrate at room temperature. X-ray analysis reveals that the V_2O_5 films are amorphous. The transmittance increased when the film thickness decreased. However, more peaks appear when the thickness increases. The refractive index was calculated and found to decrease from 1.88 to 1.73 and from 1.94 to 1.7 for the two analyzed films.

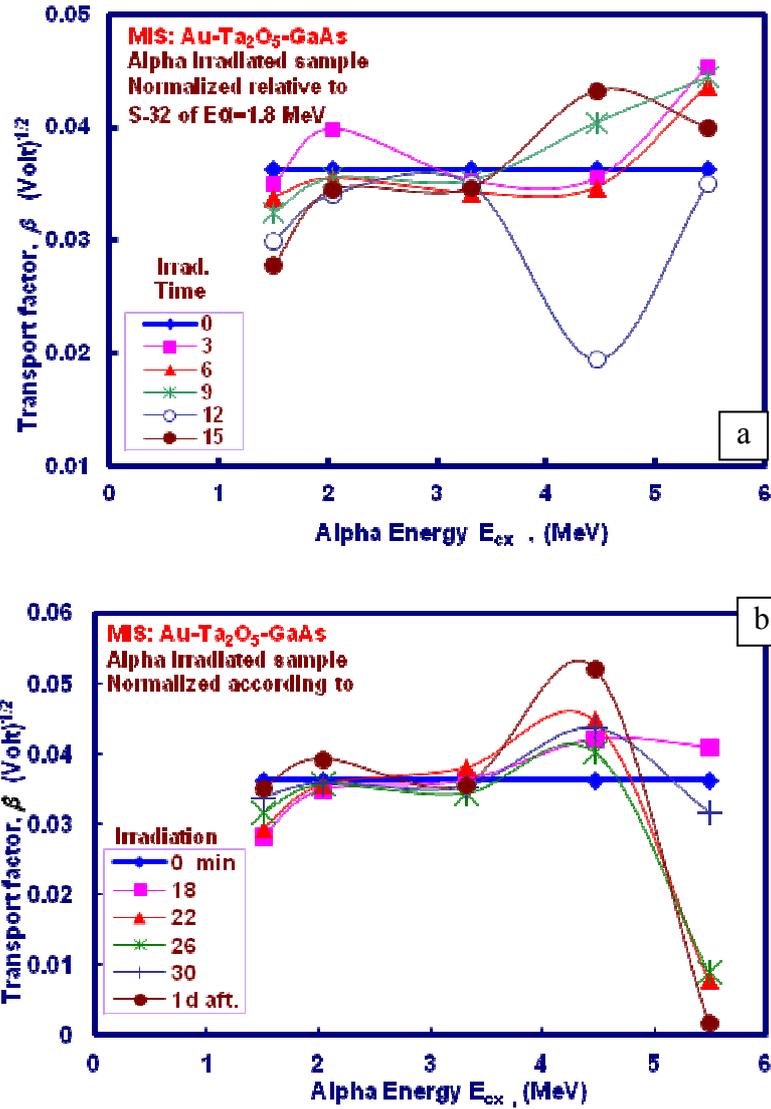
Other optical constants were calculated and found to be inconsistent with other previous studies. The energy gap was found to be between 1.87 and 2.1 eV for direct allowed transition. All measured values were consistent and very close to those found in other previous studies. However, using more accurate and faster programs may give more accurate values.

References

- [1] Vaidhyanathan, B., Balaji, K. and Rao, K.J., *Chem. Mater.*, 10(11) (1998) 3400.
- [2] Hanlon, T.J., Walker, R.E., Coath, J.A. and Richardson, M.A., *Thin Solid Films*, 405 (2002) 234.
- [3] Pergament, A.L., Kazakova, E.L. and Stefanovich, G.B., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 35 (2002) 2187.
- [4] Al-Kuhaili, M.F., Khawaja, E.E., Ingram, D.C. and Durrani, S.M.A., *Thin Solid Films*, 460 (2004) 30.
- [5] Meng, L-J., Silva, R.A., Cui, H-N., Teixeira, V., Dos Santos, M.P. and Xu, Z., *Thin Solid Films*, 515 (2006) 195.
- [6] Aki, A.A., *Applied Surface Science*, 253 (2007) 7094.
- [7] Putrolaynen, V.V., Velichko, A.A., Pergament, A.L., Cheremisin, A.B. and Grishin, A.M., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 40 (2007) 5283.
- [8] El Mandouh, Z.S. and Selim, M.S., *Thin Solid Films*, 371 (2000) 259.
- [9] Wang, Z., Chen, J. and Hu, X., *Thin Solid Films*, 375 (2000) 238.
- [10] Rajendra Kumar, R.T., Karunagaran, B., Senthil Kumar, V., Jeyachandran, Y.L., Mangalaraj, D. and Narayandass, S.K., *Materials Science in Semiconductor Processing*, 6(5-6) (2003) 543.
- [11] Rajendra Kumar, R.T., Karunagaran, B., Mangalaraj, D., Narayandass, S.K., Manoravi, P. and Joseph, M., *Materials Science in Semiconductor Processing*, 6(5-6) (2003) 375.
- [12] Tashtoush, N., Qudah, A.M. and El-Desoky, M.M., *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 68 (2007) 1926.
- [13] Bhattacharya, S. and Ghosh, A., *Solid State Ionics*, 161 (2003) 61.
- [14] Sen, S. and Ghosh, A., *Journal of Applied Physics*, 86(4) (1999) 2078.
- [15] Bahgat, A.A., Ibrahim, F.A. and El-Desoky, M. M., *Thin Solid Films*, 489(1) (2005) 68.
- [16] Swanepoel, R., *J. Phys. E:Sci. Instrum.*, 16(12) (1983) 1214.
- [17] Marquez, E., Ramfrez-Malo, J., Villares, P., Jimenez-Garay, R., Ewen, P.J.S. and Owen, A.E., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25 (1992) 535.
- [18] Heavens, O.S., *Rep. Prog. Phys.*, 23 (1960) 1.
- [19] Heavens, O.S., "Optical Properties of Thin Solid Films", (Dover Publ., 1955).
- [20] Ramana, C.V., Hussain, O.M., Uthanna, S. and Naidu, B.S., *Opt. Mater.*, 10 (1998) 101.

المصادر والمراجع

- [12] Zakharenkov, L.F., Kozlovskii, V.V. and Shustrov, B.A., *Phys. Stat. Sol. (a)*, 117 (1990) 85.
- [13] Smyntyna, V.A., Kulinich, O.A., Iatsunskiy, I. R. and Marchuk, I.A., *Radiat. Meas.*, 46 (2011) 1650.
- [14] Ziegler, J.F., Ziegler, M.D. and Biersack, J.P., *Radiat. Meas.*, 37 (2003) 553.
- [15] Zhu, R.Y., *Nucl. Instr. and Meth. A*, 413 (1998) 297.
- [16] Zaininger, K.H. and Waxman, A.S., *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-16(4) (1969) 333.
- [17] Derbenwich, G.F. and Gregory, B.L., *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-22(6) (1975) 2151.
- [18] Johnson, W.C., *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-22(6) (1975) 2144.
- [19] Holmes-Siedle, A.G. and Zaininger, K.H., *IEEE Trans. on Reliability*, 1(1) (1968) 34.
- [20] Ercan Yilmaz, E., Dog˘an, I. and Turan, R., *Nucl. Instr. and Meth. in: Physics Research B*, 266 (2008) 4896.
- [21] Simmons, J.G., "DC Conduction in Thin Films", M&B Monograph EE/5, (General ed. J. Gordon Cook, Ph.D), (FRIC, Mills & Boon, Limited, London, 1971).
- [22] Gueorguiev, V.K., Aleksandrova, P.V., Ivanov, T.E. and Koprinarova, J.B., *Thin Solid Films*, 517 (2009) 1815.
- [23] "Tantalum Pentoxide" from Wikipedia, the Free Encyclopedia (1997), "Reade Advanced Materials", P.O. Box 15039, Pawtucket Avenue; Riverside, RI, U.S.A.
- [1] Desu, C. S., Master Thesis, Materials Science and Engineering, Blacksburg, Virginia, (1998).
- [2] Osburn, C.M., Kim, I., Han, S.K., De, I., Yee, K.F., Gannavaram, S., Lee, S.J., Lee, C.H., Luo, Z.J., Zhu, W., Hauser, J.R., Kwong, D.L., Lu, Covsky, G., Ma, T.P. and Ozturk, M.C., *IBM J. RES. & DEV.*, 46(2/3) (2002) 299.
- [3] Winarski, T.Y., *IEEE Electrical Insulation Magazine*, 17(6) (2001) 34.
- [4] Russell, C.H., Owens, S.M. and Deslattes, R.D., *AIP Conference Proceedings*, 550(1) (2001) 140.
- [5] Mohammed, M.A., *J. Educ. Sci.*, 19 (1994) 94.
- [6] Ligatchev, V., Rusli, E., Keng, L-V., Khuen, L.F., Rumin, Y. and Zhao, J., *Technical Proceedings of the 2005 NSTI Nanotechnology Conference and Trade Show, Volume 2, Chapter 5, Surfaces and Films*, (2005) pp. 381-384.
- [7] Nathwang, W.D., Cole, M.W., Hirsch, S.G., Demaree, J.D., Ngo, E. and Hubbard, C.W., *Materials Science and Technology. (Abstract)* (2006).
- [8] Pakma, O., Serin, N. and Serin, T., *J. Mater. Sci.*, 44 (2009) 401.
- [9] Ergin, F.B., Turan, R., Shishiyanu, S.T. and Yilmaz, E., *Nucl. Instr. and Meth. in: Physics Research, B* 268 (2010) 1482.
- [10] Knoll, F.G., "Radiation Detection and Measurement", (John Wiley and Sons, New York, 1979).
- [11] Sykes, D.A. and Harris, S.J., *Nucl. Instr. and Meth.*, 94 (1971) 39.



الشكل (6): العلاقة بين عامل النقل للتيار (β) وطاقة جسيمات ألفا للنبائط المشععة بأزمان تشعيع مختلفة

الاستنتاجات

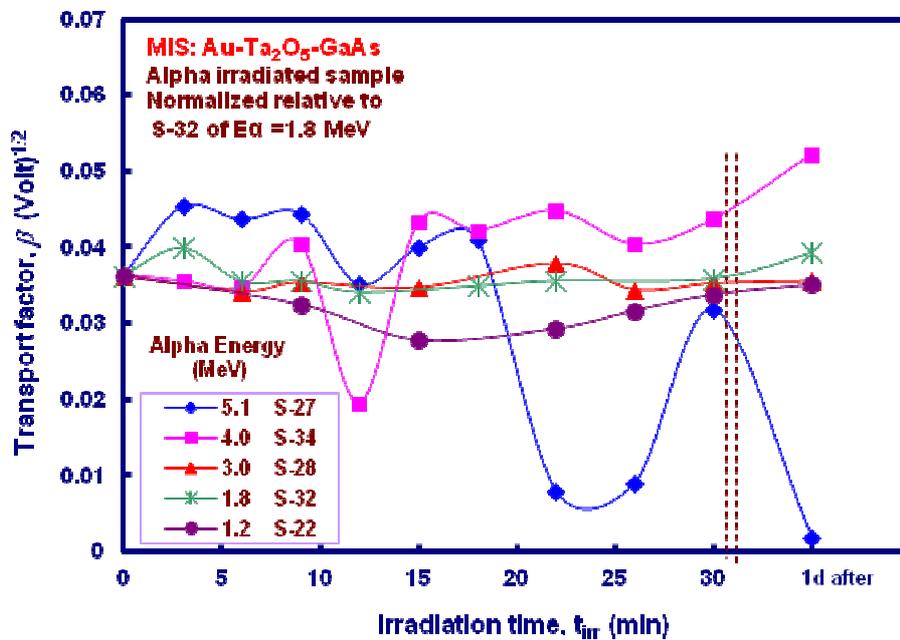
أشعة جسيمية تؤثر في مواقع محددة أو معينة في المادة المقصوفة وتقوم بإحداث تلف في مناطق سقوطها في حين تبقى المناطق الأخرى سليمة دون تأثير، وذلك على العكس من تأثير أشعة جاما المعروف؛ إذ يزداد التيار بشكل نظامي مع زيادة جرعات جاما لكونها تؤثر في جميع أجزاء النبيطة بالدرجة نفسها. كذلك يحدث تقويم عالٍ للتيار في النبيطة لبعض حالات التشعيع عند أزمان تشعيع معينة ولطاقات معينة، بينما ينعدم في حالات أخرى من التشعيع اعتماداً على مقدار الطاقة المُشعِعة ومدى تأثيرها في النبيطة، وكذلك على زمن التشعيع بحيث يتساوى تيار الانحياز الأمامي تقريباً مع تيار الانحياز العكسي.

من النتائج التي تم الحصول عليها أن أعظم فقدان في طاقة ألفا في النبيطة المستخدمة (أعظم ترسب للطاقة في المادة) يحدث عند 1.2 MeV، وهي قيمة تقرب من أعظم فقدان لطاقة ألفا يحدث عند 1 MeV وعلى مسافة قريبة من السطح البيني لـ Ta₂O₅-GaAs. وإن خصائص I-V للنبيطة عند التشعيع أوضحت وجود تأثير دائم في الخواص الكهربائية لطاقتي التشعيع 1.2 MeV و 5.1 MeV ناتج من حصول تلف دائم في مادة النبيطة، كما اتضح وجود تأثير وقتي عند الطاقة 4 MeV، في حين أن الطاقتين (1.8، 3 MeV) لم تحدثا تأثيراً ملحوظاً في خصائص النبيطة. ويلاحظ أن تأثير جسيمات ألفا في خصائص I-V للنبيطة هو تغير غير نظامي يتراوح بين زيادة ونقصان أو ثبوت في التيار مع زيادة الطاقة وكذلك مع زيادة زمن التشعيع، لأنها

الجدول (3): قيم عامل النقل للتيار (β) للنبائط القياسية غير المشععة والنبائط المشععة بطاقات ألفا مختلفة لأزمان تشعيع مختلفة

Sample No.	نبائط مشععة بجسيمات ألفا					نبائط غير مشععة (قياسية)	
	S-27	S-34	S-28	S-32*	S-22	β ($V^{1/2}$)	
E α (MeV)	5.1	4	3	1.8	1.2		
Irrd. Time t _{irr} min	β ($V^{1/2}$)					β ($V^{1/2}$)	
0	0.0363	0.0363	0.0363	0.0363	0.0363	S-32	0.0363
3	0.0454	0.0356	0.0399	S-27	0.0363
6	0.0437	0.0347	0.0342	0.0355		S-17	0.0363
9	0.0445	0.0405	0.0354	0.0356	0.0325	S-18	0.0363
12	0.0351	0.0195	0.0341	S-24	0.0363
15	0.040	0.0433	0.0347	0.0278	S- 3	0.0363
18	0.0411	0.0422	0.0349	S-14	0.0363
22	0.0079	0.0448	0.038	0.0356	0.0293	S- 7	0.0363
26	0.009	0.0404	0.0344	0.0317	S-28	0.0363
30	0.0318	0.0437	0.0353	0.0359	0.0338		
After 1day	0.0018	0.0522	0.0356	0.0393	0.0351		

*The results of the samples are normalized according to sample S-32.



الشكل (5): العلاقة بين عامل النقل للتيار (β) وزمن التشعيع بطاقات مختلفة من جسيمات ألفا

حيث B ثابت، و V الفولتية المسلطة، و β_{PF} عامل بول - فرنكل، حيث [1، 23]:

$$\beta_{PF} = \left[\frac{q}{\pi \epsilon \epsilon_0 d_{ox}} \right]^{1/2} = 2\beta_{Seff} \quad (5)$$

ومن حساب القيمة النظرية لعامل شوتكي $\beta_{Seff}(theor.)$ من المعادلة (3) للنبيطة القياسية غير المشععة ومقارنتها بالقيم المحسوبة عملياً $\beta_{Seff}(exp.)$ وأخذ معدل قيم β لعدد من النبائط القياسية غير المشععة كما في الجدول (3) الذي يبين قيم عامل النقل β للنبائط القياسية غير المشععة والنبائط المشععة، نجد هناك تطابقاً جيداً بين القيمتين النظرية والعملية للنبائط القياسية غير المشععة بفارق لا يتجاوز 6.33% حيث:

$$\beta_{Seff}(theor.) = 0.034 \text{ (Volt)}^{1/2},$$

$$\beta_{Seff}(exp.) = 0.0363 \text{ (Volt)}^{1/2}$$

أما النبائط المشععة بالطاقات (1.2، 1.8، 3) MeV فإن العامل β_{Seff} يكون فيها مقارباً لعامل شوتكي لأزمان التشعيع المستخدمة كافة مع تغير قليل باتجاه النقصان عند الطاقة 1.2 MeV للأزمان (9-26) دقيقة، في حين يتغير بشكل كبير عند كل من الطائقتين (4، 5) MeV، فيقرب من $V^{1/2}$ (0.0195-0.0522) للطاقة 4.0 MeV ومن $V^{1/2}$ (0.0018-0.0454) للطاقة 5.1 MeV. وهذا يدل على أن هاتين الطائقتين تؤثران بشكل كبير في ارتفاع حاجز الجهد فيكون تأثير الانخفاض في ارتفاع الحاجز قليلاً عند زمن التشعيع (22، 26) دقيقة، وكذلك بعد ترك النبيطة لمدة يوم واحد فيما يخص الطاقة 5.1 MeV، وأيضاً عند زمن تشعيع 12 دقيقة للطاقة 4 MeV. والشكل (5) يوضح العلاقة بين عامل النقل (β) وزمن التشعيع للنبائط المشععة بطاقات ألفا مختلفة ولأزمان مختلفة، فيما يوضح الشكل (6) تغير عامل النقل (β) مع طاقة التشعيع للجرعات الإشعاعية كافة.

إن آلية نقل التيار في نبائط MIS المحضرة هي انبعاث شوتكي (Schottky emission) أو الانبعاث الحراري (thermo-ionic emission) لمعظم الحالات التي تُحدَر في الأغشية الرقيقة بمعدل الإلكترونات المتهيجة حرارياً التي تعبر حاجز الجهد (Voltage barrier) عند السطح البيئي إلى داخل حزمة التوصيل (Conduction band) [21]، في حين كانت آلية نقل التيار هي تأثير بول-فرينكل (Poole-Frenkel) لبعض الحالات [22]. فكثافة التيار للانبعاث الحراري يمكن التعبير عنها بالمعادلة [21]:

$$J = A * T^2 \exp\{(qB_s V^{1/2} - \phi_s) / KT\} \quad (1)$$

$$A * = \frac{4 \pi m_e K^2}{h^3} \quad (2)$$

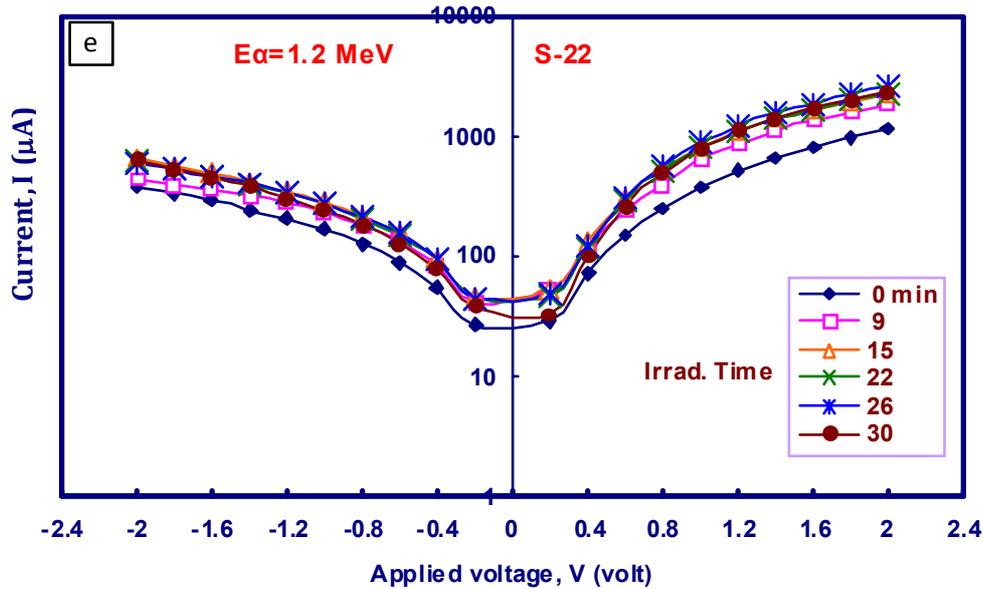
حيث J هي كثافة التيار، و q شحنة الإلكترون، و E المجال الكهربائي المسلط، و T درجة الحرارة المطلقة، و K ثابت بولتزمان، و m_e كتلة الإلكترون، و h ثابت بلانك، و ϕ_s ارتفاع حاجز الجهد للقوانص في العازل في السطح البيئي، و $A *$ ثابت ريتشاردسون الفعال (Richardson effective constant) وقيمته تساوي 8 ل n-GaAs حيث يعتمد على كثافة التيار [21]. إن عامل شوتكي يعطى بالمعادلة:

$$B_{seff} = \left[\frac{q}{4 \pi \epsilon \epsilon_0 d_{ox}} \right]^{1/2} \quad (3)$$

حيث d_{ox} سمك الأوكسيد في MOS، و ϵ_0 سماحية الفراغ، و ϵ ثابت العزل النسبي لأوكسيد التنتاليوم (Ta₂O₅) وقيمته تساوي تقريباً 25 [1، 23].

إن الانخفاض الحاصل من تأثير بول - فرنكل (Poole-Frenkel effect) في حاجز الجهد الكولومي للمراكز المانحة للقوانص يساوي مثلي الانخفاض الناتج من تأثير شوتكي [21]. والعلاقة التي تمثل نقل التيار بتأثير بول - فرنكل هي:

$$J = BV \exp\{(q\beta_{PF} V^{1/2} - \phi_{PF}) / KT\} \quad (4)$$



الأشكال (4a-e): خصائص تيار- فولتية للنبائط المشععة بطاقات مختلفة من جسيمات ألفا بأزمان مختلفة

آلية نقل التيار في نبيطة MIS المشععة

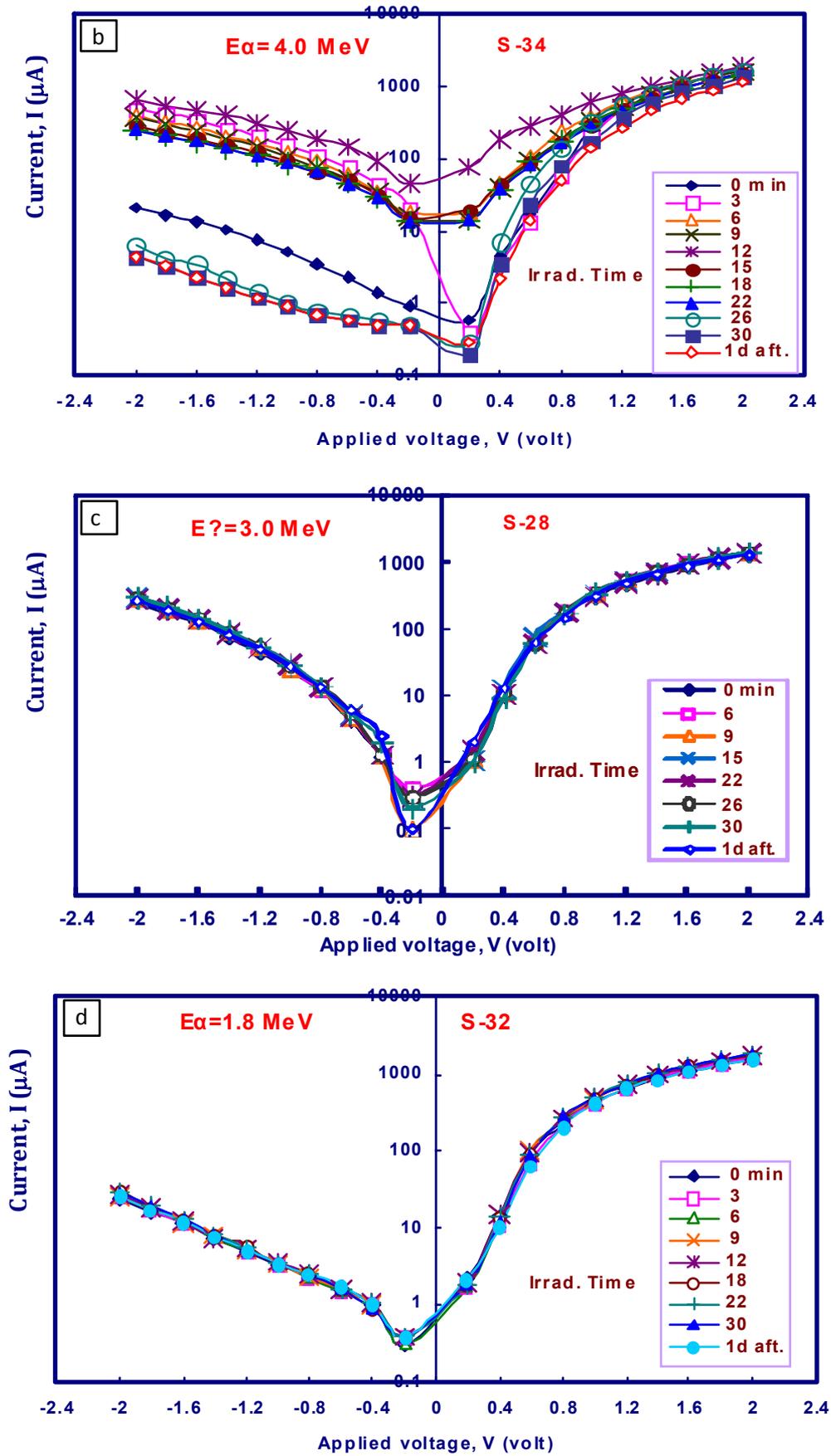
(5.1-1.2) MeV. وبحساب الميل للجزء المستقيم للمنحنيات الناتجة، فإنه يمكن حساب عامل التأثير (β) المهيمن على نقل التيار في النباط ومدى تأثير الإشعاع فيها. والجدول (2) يوضح قيم الميل لتلك المنحنيات.

للتعرف على آلية نقل التيار في نبيطة من نوع معدن-عازل- شبه موصل في درجة حرارة الغرفة، فقد أعيد رسم الأشكال السابقة (4 a-e) بصيغة $(\text{Log}(V^1) - E^{1/2})$ ، حيث يمثل E شدة المجال الكهربائي للنبائط القياسية غير المشععة ومثله للنبائط المشععة بجسيمات ألفا بطاقات

الجدول (2): قيم الميل للنبائط القياسية غير المشععة والنبائط المشععة

Sample No.	النبائط المشععة بجسيمات ألفا					النبائط غير المشععة بجسيمات ألفا (قياسية)	
	S-27	S-34	S-28	S-32*	S-22	Sample No.	Slope ($\text{cm}^{1/2} / \Omega \text{V}^{1/2}$)
Eα (MeV)	5.1	4	3	1.8	1.2		
Irrd. Time t_{irr} (min)	Slope ($\text{cm}^{1/2} / \Omega \text{V}^{1/2}$)						
0	0.314	0.314	0.314	0.314	0.314	S-32	0.314
3	0.393	0.304		0.345		S-27	0.314
6	0.379	0.307	0.311	0.307		S-17	0.314
9	0.385	0.348	0.321	0.308	0.282	S-18	0.314
12	0.304	0.167		0.295		S-24	0.314
15	0.346	0.372	0.315		0.240	S-3	0.314
18	0.356	0.363		0.302		S-14	0.314
22	0.068	0.385	0.345	0.308	0.254	S-7	0.314
26	0.077	0.347	0.312		0.274	S-28	0.314
30	0.275	0.445	0.322	0.310	0.293		
After 1day	0.016	0.449	0.323	0.346	0.303		

*The results of the samples are normalized according to sample S-32.



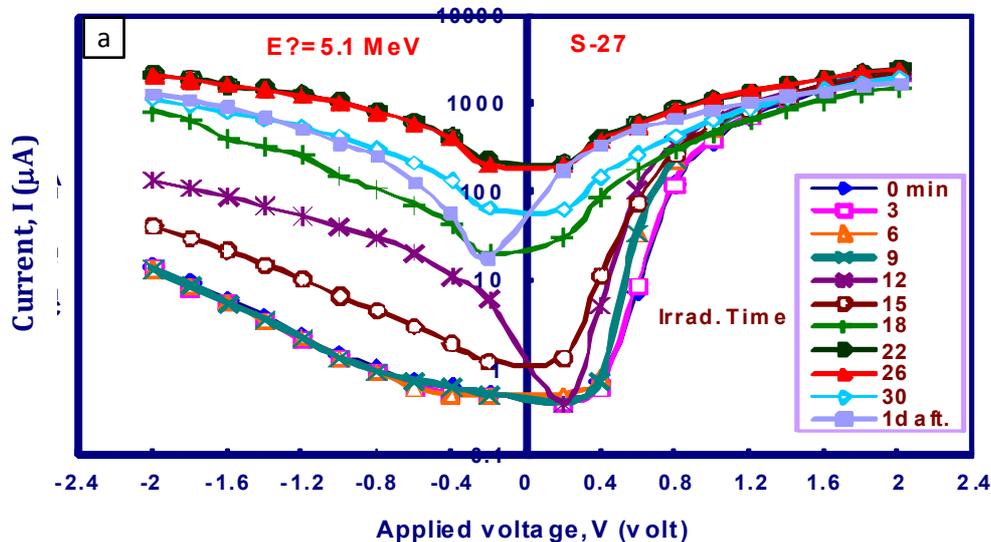
مقارنة بالطاقات المستخدمة الأخرى، ولكن الطاقة الكلية المترسبة تكون أكثر، وقد تؤهل حاملات الشحنة للوصول إلى السطح البيني وطاقات أكبر مما يؤدي إلى ملاحظة تأثيراتها في قيمة التيار. لقد أعيدت النتائج وتم تكرار التشعيع بالطاقتين (1.8، 3.0) MeV لنبائط إضافية، فأظهرت النتيجة نفسها، مما يؤكد أن تأثير جسيمات ألفا يختلف تماماً عن تأثير أشعة جاما في دراسات أخرى.

أما عند التشعيع بطاقة 1.2 MeV، فنجد أن المسألة تختلف تماماً كما يتضح من الشكل (4e). فتشعيع النبيطة بهذه الطاقة يظهر تأثيراً واضحاً في خصائص النبيطة على الرغم من أن هذه الطاقة أقل من الطاقتين السابقتين. ويعود السبب في هذا إلى نقاط عدة منها: أن مقدار الطاقة المترسبة يكون كبيراً عند مدى أقصر من بقية الطاقات داخل المادة وعلى مسافة قريبة لا تتجاوز 2.872 μm من السطح البيني لـ $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-GaAs}$ ، وأن هذه الطاقة قريبة من الطاقة التي يحصل عندها أعظم فقدان لطاقة ألفا في المادة (قريبة من الذروة peak في الشكل 1) التي هي حدود ~ 1 MeV. لهذا يحصل أعظم ترسب للطاقة في النبيطة على مسافة قريبة من السطح البيني لـ $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-GaAs}$ مما يحدث ضرراً موضعياً كبيراً في النبيطة. ومن الجدير بالذكر أن الضرر (التلف) الحاصل من التشعيع هو ضرر دائم، لأن تأثيرات الإشعاع تبقى تقريباً نفسها بعد ترك النبيطة لمدة يوم واحد لأن طاقة الإشعاع هذه تؤثر بشكل مباشر في خواص النبيطة واستقراريتها. إن تأثير الإشعاع في خصائص MOS يعتمد على كل من زمن التشعيع أو التعريض (الجرعة)، وكذلك على معلمات تركيب النبيطة ومنها سمك العازل [15].

العالية لهذه الطاقة والمذكورة أعلاه يعزى إلى أن تأثير التلف الإشعاعي يمكن أن يكون مستويات قوائص (traps) تعمل على اقتناص الإلكترونات عند السطح البيني لـ $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-GaAs}$ ، وهذا يبين عمق القوائص داخل طبقة العازل لأوكسيد التنتاليوم (Ta_2O_5). وعند ترك النبيطة بعد التشعيع لمدة يوم واحد وفحصها ثانية، تقل قيمة التيار عن أقصى زيادة له ولكنه يظل أكثر مما هو للنبيطة غير المشععة في الانحياز الأمامي وأقل في الانحياز العكسي؛ أي أن التأثير لم يكن دائماً.

أما الشكلان (4 c,d) فإنهما يوضحان تأثير الطاقتين (1.8، 3.0) MeV في النبيطة MIS قيد الدراسة وباتجاهي الفولتية المسلطة الأمامي والعكسي. فالتيار يزداد أسياً مع زيادة فولتية الانحياز الأمامي والعكسي، في حين أن هناك ثبوتاً أو استقراراً واضحاً في قيمة التيار مع زيادة الجرعات الإشعاعية للنبائط المشععة مقارنة مع النبيطة غير المشععة؛ إذ تبين عدم وجود تأثير ملحوظ لهاتين الطاقتين في خصائص النبيطة.

إن السبب الرئيسي في هذا السلوك قد يعزى إلى أن جسيمات ألفا بالطاقتين (1.8، 3.0) MeV تفقد كل طاقتها في المادة عند مسافة أو مدى أقل مقارنة بالطاقتين (4.0، 5.1) MeV، ولكن الطاقة الحركية التي قد تمتلكها الحاملات المتولدة تكون قليلة قياساً إلى الطاقة المترسبة من هاتين الطاقتين، الأمر الذي قد لا يؤهل هذه الحاملات للوصول إلى السطح البيني لـ $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-GaAs}$ مما لا يترك تأثيراً في قيمة التيار. ونجد العكس فيما يخص الطاقتين (4.0، 5.1) MeV، فإن الطاقة المترسبة التي هي على الرغم من ترسبها على مسافة (11.98، 16.4) μm على الترتيب، نوعاً ما بعيدة عن السطح البيني $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-GaAs}$



زمن تشعيع مقداره (9-15) دقيقة، ثم يزداد بشكل كبير بعد هذا الزمن ولاسيما عند منطقة الفولتيات المنخفضة الأقل من 0.6 V وصولاً إلى الزمن 22 دقيقة، وعندها يصل التيار إلى أقصى قيمة له لا يزداد بعدها مع زيادة زمن التشعيع. ويعتقد أن الزيادة في قيمة التيار يعود سببها إلى زيادة زمن التشعيع أو التعريض التي تؤدي إلى زيادة تراكم الطاقة المترسبة في النبيطة من جسيمات ألفا القاصفة التي قد تولد مستويات بيئية جديدة في السطح البيئي لـ شبه موصل-عازل [16]. إن هذه المستويات البيئية تحدث بدورها أيضاً في حاملات الشحنة عند السطح البيئي [17]، لذا يلاحظ أن أقصى قيمة يصلها التيار عندما يكون زمن التشعيع بحدود 22 دقيقة للطاقة 5.1 MeV. ويلاحظ من الشكل نفسه أن خواص النبيطة المشععة بعد يوم واحد من القياس تصبح مستقرة تقريباً، مما يعني حدوث تلف دائم (Permanent) في النبيطة.

أما خصائص تيار- فولتية (I-V) بالاتجاه العكسي، فإن هناك زيادة قليلة في التيار عند أزمان التشعيع المنخفضة (0-12) دقيقة، في حين أن هناك زيادة كبيرة في التيار عند الأزمان (12-22) دقيقة وهذا قد يعزى إلى زيادة تيارات التسرب السطحي المتولدة نتيجة الإشعاع.

وللتشعيع بطاقة 4 MeV نجد من الشكل (b 4) أن التغير في التيار لفولتية الانحياز الأمامي لقيمة أقل من 1 V يبدأ بعد زمن 6 دقائق، ويزداد بشكل ملحوظ إلى حد 22 دقيقة مقارنة بالنبيطة غير المشععة بحيث تكون قيم التيار مطابقة نوعاً ما لهذه الأزمان من التشعيع، كما نجد أن أقصى زيادة في قيمة التيار تحصل عند الزمن 12 دقيقة مقارنة بالنبيطة غير المشععة. أما لأزمان التشعيع الأعلى من 22 دقيقة وفولتية أقل من 1 V، فإنه يلاحظ حدوث نقصان قليل في التيار مقارنة بتيار النبيطة غير المشععة وأحياناً يكون منطبقاً معه؛ أي حصول تقويم جيد للتيار عند زيادة زمن التشعيع. هذا السلوك في زيادة التيار قد يعزى إلى أن الإشعاع المؤين يعمل على تكوين أزواج إلكترون- فجوة في العازل فضلاً عن توليده حاملات الشحنة في السطح البيئي لشبه موصل-عازل [13، 18، 19] محدثاً زيادة في قيمة التيار؛ إذ إن تكون الشحنات المحتثة نتيجة الإشعاع في الأوكسيد و/أو عند السطح البيئي لشبه الموصل- أوكسيد يُولد إشارة قابلة للقياس في أثناء تعريض النبيطة إلى الإشعاع مثل أشعة جاما، والنيوترونات، والإلكترونات، وأشعة X [20] والجسيمات المشحونة، في حين أن النقصان الحاصل في التيار عند أزمان التشعيع

وعليه، يمكن القول إن جسيمات ألفا تؤثر بشكل كبير في شبه الموصل أرسينيد الكاليوم GaAs مقارنة بمادتي الذهب Au والأوكسيد Ta₂O₅، وتحدث تلاًفاً خلال مسارها في هذه المادة وتؤدي إلى تكوين حاملات شحنة إضافية بسبب تكسر الأواصر في هذه المنطقة بفعل الإشعاع [15].

ومهما يكن، فإن جسيمات ألفا تفقد جزءاً بسيطاً جداً من طاقتها في طبقتي الذهب (Au) وأوكسيد التنتاليوم (Ta₂O₅)، بينما يفقد الجزء الأكبر من طاقتها (بحدود 95%) في طبقة أرسينيد الكاليوم (GaAs) عند مسافة من السطح البيئي لطبقتي Ta₂O₅-GaAs تبعاً لطاقة ألفا الساقطة على النبيطة. فطاقة الجسيمات الساقطة على النبيطة تُفقد عند مسافة أقرب من السطح البيئي لـ Ta₂O₅ GaAs بنقصان طاقتها، حيث نجد أن طاقة جسيمات ألفا البالغة 5.1 MeV تُفقد على مسافة 16.485 µm من السطح البيئي في طبقة أرسينيد الكاليوم، بينما نجد أن الطاقة 1.2 MeV للجسيمات تُفقد عند مسافة أقرب إلى السطح البيئي في حدود 2.872 µm.

ومن الجدير بالذكر أن الطاقة 1.2 MeV هي قريبة جداً من النقطة أو الذروة (peak) التي يحصل عندها أعظم فقدان لطاقة ألفا في المادة (أي أعظم ترسب للطاقة في المادة)، وهي بحدود 1 MeV~ كما هو موضح في الشكل (1)، فضلاً عن أن معظم هذه الطاقة يُفقد على مسافة قريبة من السطح البيئي في طبقة أرسينيد الكاليوم، لذا يتوقع حصول ضرر كبير وظهور تأثير كبير للإشعاع في النبيطة عند هذه الطاقة.

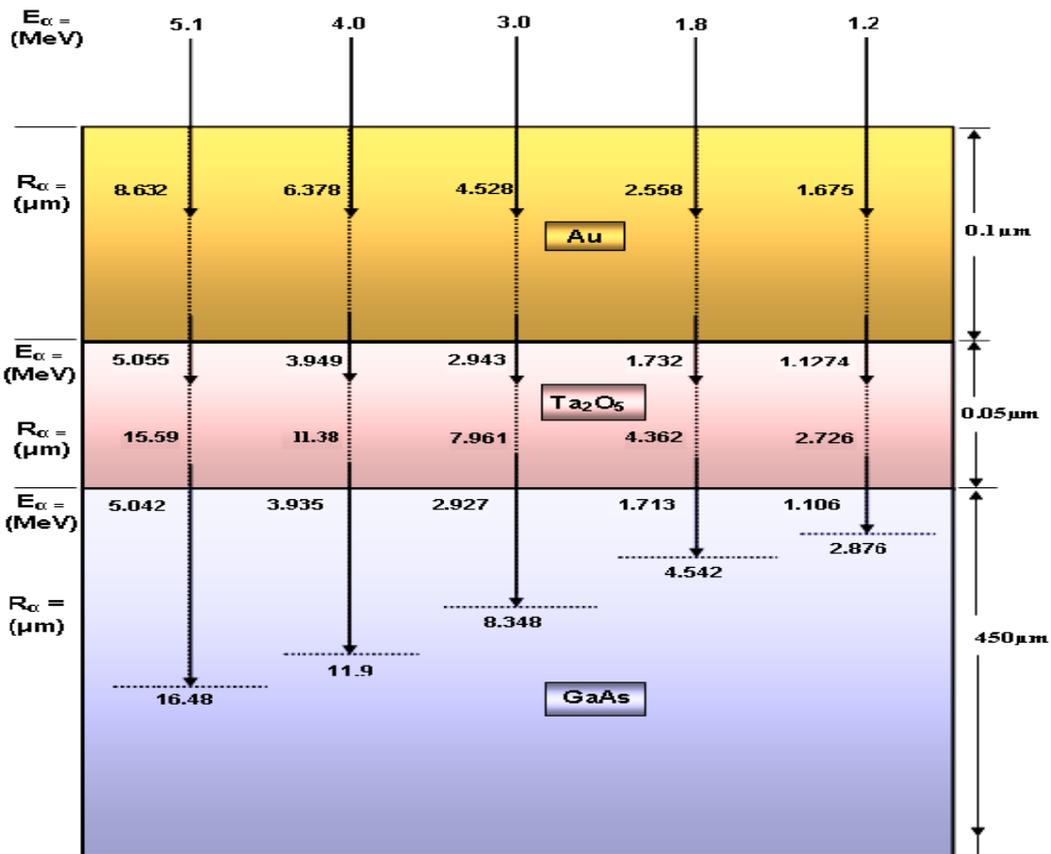
ويجب التذكير هنا بأننا لا ندرس تأثير جسيمات ألفا في طبقة محددة من طبقات النبيطة، بل نحاول دراسة التأثير النهائي لجسيمات ألفا في الخصائص الكهربائية للنبيطة نتيجة فقدان جسيمات ألفا لطاقتها في طبقات النبيطة الثلاث Au-Ta₂O₅-GaAs، والمتمثلة بالطاقات الساقطة على النبيطة وهي (1.2، 1.8، 3.0، 4.0، 5.1) MeV.

خصائص تيار- فولتية (I-V)

الأشكال (4a-e) توضح خصائص تيار- فولتية (I-V) للنبائط المشععة بطاقات ألفا (1.2-5.1) MeV لأزمان تشعيع مختلفة في درجة حرارة الغرفة. يوضح الشكل (4a) العلاقة بين التيار وفولتية الانحياز المسلطة للنبيطة المشععة بطاقة 5.1 MeV بأزمان تشعيع مختلفة في درجة حرارة الغرفة. ويتبين أن التيار يزداد بشكل تدريجي حتى

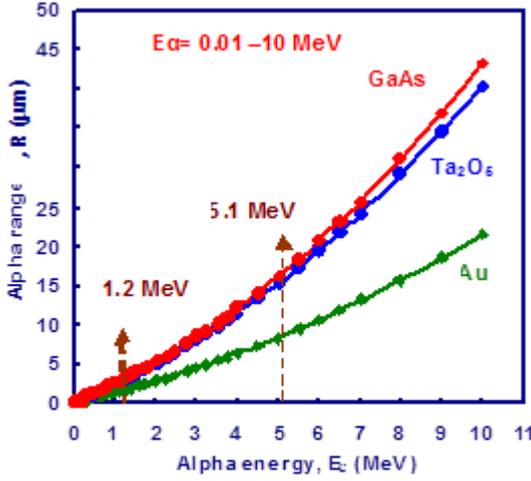
الجدول (1): الطاقات الساقطة والمرتسبة والنافذة ومعدل فقدان لجسيمات ألفا في نبيطة MIS: Au-Ta₂O₅-GaAs

MIS Layer	Incident energy E _α (MeV)	Average energy loss dE _α /dx (MeV/mm)	Range R _α (μm)	Deposited energy E _a (MeV)	Transmitted energy E _t (MeV)
Au (0.1 μm)	5.1	450.525	8.632	0.045	5.055
	4.0	504.4	6.378	0.0504	3.9496
	3.0	570	4.528	0.057	2.943
	1.8	676	2.558	0.0676	1.732
	1.2	725.9	1.675	0.0726	1.1274
Ta ₂ O ₅ (0.05 μm)	5.055	243.641	15.596	0.0122	5.0428
	3.9496	274.604	11.385	0.0137	3.9359
	2.943	312.132	7.961	0.0156	2.9274
	1.732	375.628	4.362	0.0188	1.7132
	1.1274	411.725	2.726	0.0206	1.1068
GaAs (450 μm)	5.0428	229.463	16.485	5.0428	----
	3.9359	260.47	11.989	3.9359	----
	2.9274	298.644	8.348	2.9274	----
	1.7132	362.4	4.542	1.7132	----
	1.1068	397.665	2.872	1.1068	----

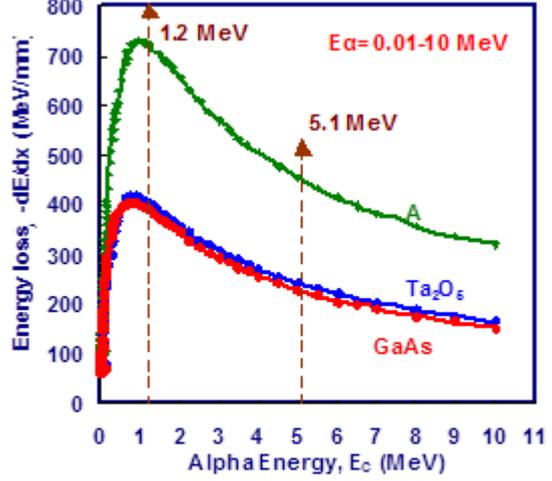
الشكل (3): مخطط الطاقات الساقطة والمرتسبة والنافذة ومعدل فقدان لجسيمات ألفا في نبيطة MIS: Au-Ta₂O₅-GaAs

المستخدم لهذه المادة كبير (بحدود 450 μm) وهو أكبر بكثير من مدى جسيمات ألفا بالطاقات المستخدمة في مادة GaAs، فإن جسيمات ألفا تفقد كل طاقتها في هذه المادة.

وكما يلاحظ من الجدول (1) وكذلك من الشكل (3)، فإن معدل فقدان الطاقة في طبقة GaAs مساوٍ تقريباً لمعدل فقدان في طبقة الأوكسيد Ta₂O₅. ولأن السمك



الشكل (2): علاقة مدى جسيمات ألفا مع الطاقة



الشكل (1): علاقة معدل فقدان الطاقة لجسيمات

ألفا مع الطاقة

عام أن مقدار الطاقة المفقودة من الجسيم المترسبة في المادة يعتمد على طاقة الجسيمات الساقطة ونوع الوسط وتركيبه وسمكه [13].

إن مقدار الطاقة المترسبة في المادة يزداد بزيادة طاقة جسيمات ألفا، ويكون مداها صغيراً داخل المادة. وعليه، فإن مقدار الطاقة المترسبة في الذهب (Au) يكون أكثر مما هو عليه في أكسيد التنتاليوم (Ta₂O₅). لأن كثافة الذهب أكثر من كثافة الأوكسيد، وأن سمك الذهب المرسب أكثر من سمك الأوكسيد. وهكذا تستمر جسيمات ألفا بفقدان طاقتها واختراقها للمادة بمدى معين لحين وصولها إلى الطبقة الثالثة وهي أرسينيد الكاليوم (GaAs) علماً بأن جسيمات ألفا ستفقد جميع طاقتها وتتوقف بسبب السمك الكبير لهذه المادة. وعليه، فإن جسيمات ألفا بالطاقات المستخدمة كلها ستخترق مادتي الذهب والأوكسيد بفقد طاقي قليل فيهما، واصله إلى طبقة أرسينيد الكاليوم. ومن الجدير بالذكر أن الطاقة الخارجة من طبقة Au تعد طاقة تشعيع أولية لطبقة Ta₂O₅، وبدورها تصبح الطاقة الخارجة منها طاقة تشعيع أولية لطبقة GaAs. أخدين بعين الاعتبار مقدار الطاقة المفقودة (أو المترسبة) في المادة في كل حالة تشعيع من خلال معرفة معدل الطاقة المفقودة والسمك الذي اخترقته تلك الجسيمات.

ولتوضيح العلاقة بين مدى جسيمات ألفا وطاقاتها، نجد من الشكل (2) أن هناك تغيراً أسياً واضحاً ومتقارباً جداً لمادتي GaAs و Ta₂O₅؛ في حين أن هذا التغير يقل إلى النصف تقريباً في مادة Au. وكما ذكرنا سابقاً، فإنه بزيادة كثافة المادة تزداد قدرة إيقاف المادة (dE/dx) فيقل من ثم اختراق الجسيم للمادة وبذلك يقل مداه فيها.

بشكل عام، نجد أن مدى جسيمات ألفا في المواد يتناسب تناسباً طردياً بشكل أسّي مع طاقة الجسيمات الساقطة، وأنه يرتبط ارتباطاً وثيقاً بقدرة إيقاف المادة التي بدورها ترتبط بكثافة المادة، وعددها الكتلي، وطاقة الجسيمات.

كيفية فقدان الطاقة في نبيطة MIS

لمعرفة مقدار فقدان في طاقة جسيمات ألفا ومداهما في المواد المكونة للنبيطة MIS (Au-Ta₂O₅-GaAs)، فقد حُصِب مقدار الطاقة المفقودة ومدى هذه الجسيمات واختراقها لطبقات النبيطة الثلاث من البرنامج النظري (SRIM) [14] كما هو موضح في الجدول (1) والشكل (3) لكل من طاقات ألفا (1.2، 1.8، 3.0، 4.0، 5.1) MeV. ومن حساب مقدار الطاقة المفقودة في كل جزء في النبيطة والمسافة التي يقطعها الجسيم، نجد أن تشعيع النبيطة بجسيمات ألفا بالطاقات أعلاه يحدث فقداناً في الطاقة $-dE$ تبعاً لسمك تلك المادة dx . ويلاحظ بشكل

[14]. وعليه، فقد حُصِبَت الطاقات النافذة من كل طبقة تبعاً للطاقة الأولية لجسيمات ألفا الساقطة على النبيطة، وكذلك حُصِبَ مقدار فقدان في طاقة جسيمات ألفا لوحدة المسار $(-dE/dx)$ ، أو ما يسمى قدرة الإيقاف للمادة، في الطبقات الثلاث للنبيطة: Au، وTa₂O₅ وGaAs.

إن هذه الحسابات مهمة وتُعدّ مدخلاً ضرورياً، في بحوث لاحقة، لدراسة التأثيرات الإشعاعية لجسيمات ألفا المؤينة بجرعات وطاقات مختلفة في الخصائص الكهربائية للنبيطة المحضرة، وعلاقة طاقة الجسيمات بتلك الخصائص، فضلاً عن حساب معلمات أخرى وعلاقتها بطاقات ألفا ومدى تأثير الإشعاع في استقرارية النبيطة MIS.

النتائج والمناقشة

الشكل (1) يبين علاقة معدل فقدان الطاقة لوحدة المسار $(-dE/dx)$ مع طاقة جسيمات ألفا في الطبقات الثلاث المكونة للنبيطة MIS: (Au-Ta₂O₅-GaAs)؛ إن يظهر من الشكل أن فقدان الطاقة يتم بالنمط نفسه في المواد الثلاث مع الاختلاف في قيم الفقدان. وقد وُجِدَ أن أقصى فقدان في طاقة ألفا يحدث عند الطاقة 1 MeV تقريباً للنبيطة المستخدمة، وعندها يحصل أكبر تلف في المادة. إن كمية الجذور الحرة المتكونة تكون أكبر ما يمكن عند هذه الطاقة مع الاختلاف في نوع المادة، ويقبل مقدار الفقدان في الطاقة مع زيادة طاقة الجسيمات أكثر من 1 MeV ، كما يكون مقدار النقصان في الطاقة المفقودة أبطأ منه في الحالة التي تكون فيها طاقة الجسيمات أقل من 1 MeV .

ويلاحظ من الشكل نفسه أن معدل الفقدان في طاقة جسيمات ألفا في مادتي GaAs وTa₂O₅ متقارب نوعاً ما، في حين يصل إلى مثلي قيمته في مادة الذهب، لأن كثافة هاتين المادتين متقاربة، وأن قيمهما بحدود 8.54 g/cm^3 و 5.81 g/cm^3 على الترتيب، في حين أن كثافة الذهب هي بحدود 19.311 g/cm^3 ، وهي أكبر (2-3) مرات تقريباً من كثافة المادتين السابقتين. وبما أن معدل الفقدان يعتمد على الكثافة ويتناسب معها طردياً، فإننا نجد أن مقدار الفقدان في طاقة ألفا في مادة الذهب أكبر بحدود الضعف مقارنة بمقدار فقدانها في مادتي GaAs وTa₂O₅ علماً بأن مدى الجسيمات يتناسب عكسياً مع معدل الفقدان في الطاقة.

وقد تم ذلك باستخدام موهنات للطاقة على شكل رقائق بوليميرية من نوع PMMA وPS بسماكات مختلفة تُبَتَّتْ أمام مصدر الراديوم المشع، وقد تمت معايرة تلك الرقائق البوليميرية طاقياً باستخدام مصدر مشع قياسي هو الأمريشيوم ²⁴¹Am فاعليته $0.5 \mu\text{Ci}$.

أجريت القياسات في البحث باستخدام منظومة التبريد، وهي الكرايوستات (Cryostat)؛ إذ أُجريت عملية القياس بعد مرور نصف ساعة على عملية التفريغ للإبقاء على الضغط المنخفض داخل الكرايوستات الذي كان بحدود 10^{-3} torr . رُبِطت دائرة تيار- فولتية (I-V) وحُدِّدَت الفولتية القصوى فضلاً عن مستوى التغير في الفولتية، وزمن دوام (استمرار) الفولتية المُجَهَّزة من مولد الفولتية المتدرجة (ramp voltage generator) بشكل متدرج سُلَّمِي في أزمنة متساوية؛ إذ قيس التيار بوصفه دالة للفولتية بالانحياز الأمامي والعكسي (forward and reverse bias). وجدير بالذكر أن منظومة التبريد، ومولد الفولتية المتدرجة تم تصميمهما محلياً من جانبنا في المختبر.

ومن أجل دراسة تأثير الجسيمات المشحونة في الخصائص الكهربائية لنبيطة ما، ولمعرفة التأثيرات الحقيقية التي تحدثها تلك الجسيمات، وكذلك معرفة التغيرات الحاصلة في النبيطة وفي السطح البيني لشبه الموصل- العازل، فلا بد من دراسة أولية لمعدل الفقدان في طاقة تلك الجسيمات خلال مرورها في النبيطة، وحساب مدى الجسيمات في الطبقات المكونة للنبيطة. وهذه الدراسة تفيد في معرفة العمق الذي تخترقه تلك الجسيمات لتحديد مقدار التلف الذي تحدثه جسيمات ألفا، وذلك للتمكن من تحديد الطبقة والنقطة التي عندها يحصل تلف موضعي كبير ويحصل أعظم فقدان للطاقة من خلال حسابات طاقة جسيمات ألفا النافذة من طبقات النبيطة المختلفة. ومن خلالها يمكن مسبقاً تحديد النقطة المراد حصول أكبر فقدان للطاقة عندها والطبقة المراد حصول أكبر تأثير موقعي للجسيمات في النبيطة عندها قبل دراستها. لذا يتم حساب معدل الفقدان الخطي في طاقة الجسيمات المشحونة لوحدة المسار $(-dE/dx)$ في الطبقات المكونة للنبيطة أو قدرة الإيقاف لتلك الطبقات لجسيمات ألفا ومدى اختراقها، وذلك باستخدام البرنامج الحاسوبي SRIM-2003 (The Stopping Power and Range of Ions in Matter)

دقائق لكل مرحلة على التتابع، ثم يتبع ذلك غمر الأرضية بالماء اللاأيوني (D.I. water) لمدة دقيقتين على الأقل للتخلص من الأوكسيد المتكون تلقائياً (native oxide) على السطح الخلفي لطبقة GaAs التي يقرب سمكها من $10^{-4} \mu\text{m}$ (20-30). تُغمر الأرضية في محلول الإزالة الكيميائي (chemical etching solution) HCl:H₂O₂:H₂O ذي النسبة الحجمية 3:1:150 ml ويستمر تحريكها لمدة 15 ثانية، بعدئذٍ تُرفع الأرضية من المحلول وتُغمر في الماء اللاأيوني المغلي لإزالة الأيونات العالقة على السطح.

أما أوكسيد التنتاليوم (Ta₂O₅) العازل فقد تم ترسيبه على أرضية شبه الموصل n-GaAs بطريقة الرش، ثم أُجريت عملية التماس الأومي (Ohmic contact) على السطح الخلفي لشبه الموصل، وذلك بترسيب 300 mg من معدن الذهب Au ذي نقاوة عالية (99.99%) بطريقة التبخير الحراري Thermal evaporation تحت ضغط يقرب من 10^{-5} torr، وبعدها تُلْدن العينة تحت ضغط 10^{-3} torr في درجة حرارة 400 °C لمدة 30 دقيقة. بعد إنجاز هذه العملية تُرسب طبقة رقيقة من الذهب (Au) بسمك 1000 Å على شكل نقط دائرية صغيرة مساحة كل منها $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ باستخدام قناع معدني وبطريقة التبخير الحراري تحت ضغط 10^{-5} torr، وتدعى هذه العملية المعدنة Metallization. قُطعت النبائط المُصنعة إلى عدد من النبائط وثُبّتت على قواعد من نوع To-5 header بمعجون الفضة وتركّت لمدة 48 ساعة كي تجف، تلتها عملية توصيل أقطاب الذهب المرسبة بأسلاك رقيقة بتقنية الضغط الحراري (Thermo-compression bonding process).

إن النبائط MIS: Au-Ta₂O₅-GaAs التي حُضرت مختبرياً كان سمك طبقاتها تقريباً كما يلي: الذهب (0.1 μm)، وأوكسيد التنتاليوم (0.05 μm)، وأرسينيد الكاليوم (450 μm). وجدير بالذكر أن سمك الطبقات المرسبة تم قياسها باستعمال جهاز Bigdag باستخدام الليزر. اختيرت طاقات محددة وهي (1.2، 1.8، 3، 4، 5.1) MeV لجسيمات ألفا من مصدر الراديوم ²²⁶Ra لتشعيع هذه النبائط بدءاً من معدل الطاقة القصوى التي حُسيبت باستخدام محلل متعدد القنوات (Multi-channel Analyzer) وكانت 5.1 MeV ومتوسط مداها في الهواء بحدود 3.7 cm؛ إذ تم الحصول على طاقات أقل من الطاقة القصوى.

إن الجسيم المشحون الذي يجتاز مادة ما سوف يسلك مساراً متصلاً ويفقد طاقته على طول هذا المسار ويتوقف عندما يفقد كل طاقته، والمسافة التي يقطعها الجسيم قبل توقفه تعرف بطول المسار أو المدى (Range). وتعتمد المسافة التي تقطعها الجسيمات في الوسط على طبيعة المادة المعترضة وعلى طاقتها الحركية التي تستنفد تماماً عند وصولها نهاية المدى، فضلاً عن طاقتها الابتدائية؛ إذ إن مدى جسيمات ألفا لا يتجاوز بضعة سنتيمترات في الهواء.

إن جسيمات ألفا والبروتونات هي جسيمات مشحونة، وتعد ثقيلة مقارنة بالإلكترونات، وهي تتفاعل مع ذرات المادة إما بتفاعلها مع الإلكترونات المدارية أو مع النوى المكونة لتلك الذرات. فجسيمات ألفا تحدث تلفاً موضعياً في المادة من خلال تأيين الذرات وتهيجها على طول مسارها لدى مرورها بالمادة إن لم تكن طاقتها عالية نسبياً. ويمكن لجسيمات ألفا أن تدخل في تفاعلات نووية مع نوى ذرات المادة إذا كانت طاقتها عالية نسبياً معتمدة على طاقة التفاعل، وحاجز الطاقة (طاقة العتبة للتفاعل). عموماً، فالتفاعلات النووية التي قد تحصل في عمليات تشعيع المادة بالبروتونات أو جسيمات ألفا (طاقتها عالية نسبياً بحدود عشرات المليون إلكترون فولت) هي على الأغلب من نوع (P, n)، (P, γ)، (α, P)، (α, n)، (α, γ)، (P, Pn) وتفاعلات أخرى [12].

ومهما يكن، فإن تأثيرات الإشعاع تختلف باختلاف نوع الجسيمات الساقطة وطاقاتها، ونوع المادة المعترضة وتركيبها [13]، فضلاً عن كتلة الأشعة الجسيمية وشحنتها. ففي دراستنا هذه، سنركز على تأثير الأشعة الجسيمية الثقيلة، وهي جسيمات ألفا في نبائط MOS؛ إذ يهدف البحث إلى معرفة تأثيرات جسيمات ألفا المؤينة بطاقات مختلفة لأزمان تشعيع مختلفة، في الخصائص الكهربائية للنبائط MIS (Au-Ta₂O₅-n/GaAs) عند درجة حرارة الغرفة، وكذلك تحديد تأثير تلك الجسيمات في آلية نقل التيار في النبائط ومدى تغيرها مع زمن التشعيع وتغيرها مع طاقة جسيمات ألفا.

الجانب العملي

تبدأ عملية تحضير النبائط بتنظيف الشريحة (Substrate cleaning)، وهي أرسينيد الكاليوم (GaAs)، لإزالة الملوثات العضوية واللاعضوية باستخدام المحلول الكيميائي العياري من تراي كلوروثايلين (TCE)، والأسيتون، وإيزوبروبانول الكحول (IPA) لمدة خمس

times of (0-30) min. The irradiation solid angle was small to maintain the alpha particles normally incident on the devices. The maximum energy (5.1 MeV) of the alpha particles is attenuated to lesser energies by situating polymer sheets with different thicknesses in front of the incident particles. The energy loss and the range of alpha particles within the layers of the device; the gold (Au), the tantalum oxide (Ta_2O_5) and the gallium arsenide (GaAs), are calculated to determine the way of losing the alpha particles of their energies, the amount of the produced damage and the point where the maximum energy loss is taking place within the device. The irradiation showed an effect on the electrical properties of the device, and this effect is found to be varied with the particles energy and the irradiation time. The I-V characteristics showed that the current transition mechanism is Shottky for most of the cases of irradiation and Poole-Frenkel for some cases. These characteristics also showed a permanent damage in the device at energies of (1.2 and 5.1) MeV, and a temporary effect at energies of 4 MeV, while there was no significant effect at energies of (1.8 and 3) MeV.

المقدمة

من المعروف أن الإشعاعات المؤينة بنوعها الجسيمية مثل البروتونات وجسيمات ألفا وجسيمات بيتا والأيونات الأخرى، والكهرومغناطيسية مثل أشعة جاما والأشعة السينية والموجات فوق البنفسجية، تؤثر في خصائص النماذج وتغير من مواصفاتها. وتختلف تأثير الإشعاعات وطريقة تفاعلها مع النماذج باختلاف المواد المكونة لطبقات تلك النماذج.

تعتمد الجسيمات المشحونة في تفاعلها مع المادة على مبدأ التفاعل (المجال) الكولومي (Coulomb interaction). فالجسيمات المشحونة الثقيلة تفقد طاقتها ببطء وبالتدريج عند مرورها في وسط ما من خلال تفاعلها مع ذرات المادة، مما يؤدي إلى إحداث تأينات وتهيجات لذرات الوسط، قد تؤدي بدورها إلى تحطيم الأواصر التي تربط جزيئات ذلك الوسط. وجزير بالذكر أن الجسيمات الثقيلة (التي هي أثقل من الإلكترونات) مثل جسيمات ألفا لا تنحرف كثيراً عن مسارها داخل المادة وتكون مساراً خطياً، ونظراً لأنها تمتلك شحنة مقدارها (2e) فإنها تحدث مساراً كثيفاً من التأينات مكونة أزواجاً من الأيونات وبذلك تفقد طاقتها على مسافة قصيرة داخل المادة [10].

بشكل عام، فإن الجسيمات المشحونة تفقد طاقتها بصورة رئيسة عن طريق سلسلة من التفاعلات الكولومية مع الإلكترونات الذرية أو نوى الذرات في المادة المعترضة؛ إذ تحدث الجسيمات المشحونة عدداً كبيراً من التصادمات مع ذرات المادة، وتكون الطاقة المفقودة في التصادم الواحد قليلة فيبدو الجسيم المشحون وكأنه يخسر طاقته بشكل مستمر ويتعرض لإبطاء تدريجي. وعليه، يستخدم المعدل الوسطي للطاقة المفقودة (Mean Rate Energy Loss) في وحدة المسافة من المسار (dE/dx) للتعبير عما يخسره الجسيم المشحون من طاقة في الوسط، وهذا ما يُعرف بقدرة الإيقاف (Stopping power) للمادة [11].

تكمُن أهمية دراسة الخصائص الكهربائية لنبيطة MIS المشععة في معرفة تأثير الإشعاع المؤين لغرض تصنيع نماذج قابلة للاستعمال في التطبيقات التكنولوجية تحت الظروف البيئية المختلفة. إن تركيب معدن-أكسيد-شبه موصل (Metal-oxide-semiconductor) (MOS or MIS) له أهمية كبيرة في دراسة العديد من النماذج مثل ترانزستور تأثير المجال ذي البوابة المعزولة (Insulated gate field effect transistor) IGFET الفقري في الدوائر الإلكترونية المتكاملة ذات المقياس العالي جداً (VLSI) (Very Large Scale Integration) [1].

تعد الطبقة البينية لتركيب نبيطة MIS، المتمثلة في طبقة أكسيد التنتاليوم (Ta_2O_5) في بحثنا هذا، من أكثر الأجزاء حساسية للإشعاع، حيث يمتاز أكسيد التنتاليوم عن غيره من الأكاسيد المعروفة مثل SiO_2 و Al_2O_3 بأنه يمتلك تيار تسرب سطحي واطناً، وثابت عزل عالياً مما يعطي سعة عالية لوحدة المساحة [1، 2، 3، 4]. فضلاً عن ذلك، فإن Ta_2O_5 يمتلك مقاومة واطنة، وكذلك كثافة حالات واطنة. كما أن فقد العازل له واطن أيضاً، وأن المعامل الحراري للسعة يكون هو الآخر واطناً جداً [4، 5]. كل هذه المزايا جعلت الأوكسيد Ta_2O_5 مهماً في العديد من التطبيقات مثل متسع دائرة المعالجة العشوائية الحركية (Dynamic Random Access Memory) (DRAM capacitors)، ونماذج البوابة متعددة الطبقات (Multilayer gate)، ونماذج دليل الموجة (Optical wave guide devices)، والمرشحات البصرية (Optical sensors) [3، 5، 6، 7، 8]. حيث يستخدم العازل بهذه المزايا في تطبيقات البوابة العازلة (gate dielectric applications) ولاسيما عند جرع الإشعاع المنخفضة لأشعة جاما [9].

المجلة الأردنية للفيزياء

ARTICLE

تأثير جسيمات ألفا في الخصائص الكهربائية لبنائ MIS: Au-Ta₂O₅-GaAsسعيد حسن سعيد النعيمي¹، أطياف صبحي الرواس² و صهباء محفوظ بك العباسي³

1- قسم الفيزياء، كلية التربية، جامعة الموصل، الموصل، العراق.

2- قسم العلوم الأساسية، كلية طب الأسنان، جامعة الموصل، الموصل، العراق.

3- معهد إعداد المعلمات، مديرية تربية نينوى، نينوى، العراق.

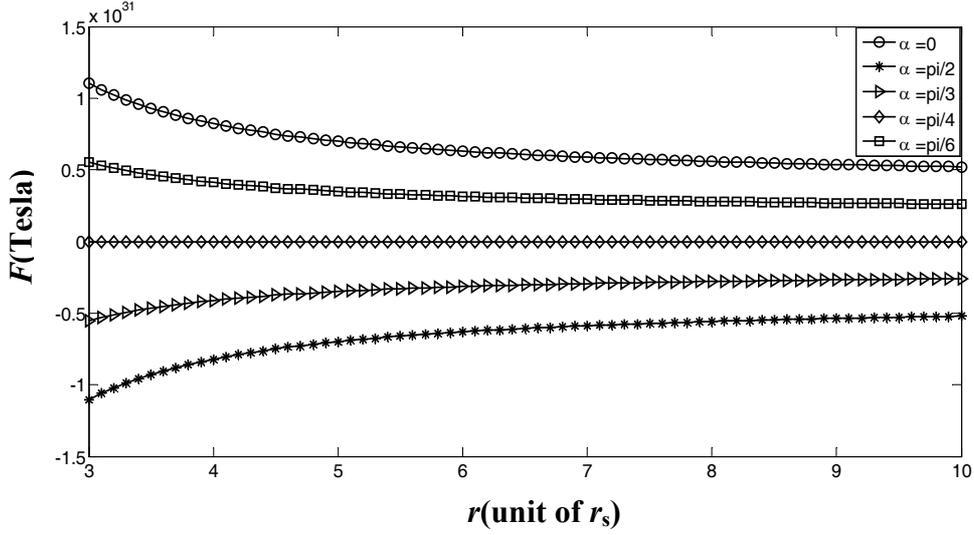
Received on: 16/5/2012;

Accepted on: 27/1/2013

المخلص: يهدف البحث إلى دراسة تأثير جسيمات ألفا في الخصائص الكهربائية لبنائ MIS:(Au-Ta₂O₅-GaAs). وكذلك تأثيرها في آلية نقل التيار الكهربائي وكيفية تغيره مع طاقة جسيمات ألفا ومع زمن التشعيع. فقد تم تحضير هذه النبايط بترسيب طبقة من الذهب سمكها 1000 Å بطريقة التبخير الحراري وتحت ضغط واطى يقرب من 10⁻⁵ torr لتكوين البوابة الفوقية لتركيب MIS. وقد شععت النبايط المحضرة بجسيمات ألفا من مصدر راديوم ²²⁶ Ra فعاليته 0.5 µCi بمدى طاقات (5.1-1.2) MeV لأزمان تشعيع مختلفة ضمن مدى (30-0) دقيقة في درجة حرارة الغرفة وبزاوية صلدة صغيرة لضمان سقوط الجسيمات بشكل عمودي على النبيطة، حيث تم توهين الطاقة القصوى 5.1 MeV إلى طاقات أقل هي (1.2، 1.8، 3، 4) MeV باستعمال رقائى بوليمرية ثبتت أمام الجسيمات. ولمعرفة كيفية فقدان جسيمات ألفا لطاقتها ومدى التلف الحاصل في النبيطة والنقطة التي يحدث عندها أعظم فقدان للطاقة في النبيطة، فقد تم حساب معدل فقدان في طاقة ألفا وكذلك تحديد مدى الجسيمات في الطبقات الثلاث المكونة للنبيطة المحضرة في كل من الذهب (Au) وأوكسيد التنتاليوم (Ta₂O₅) وأرسينيد الكاليوم (GaAs). أظهرت النتائج وجود تأثير لجسيمات ألفا في الخصائص الكهربائية للنبيطة، وأن هذا التأثير يختلف باختلاف طاقة الجسيمات وزمن التشعيع، وأن نمط التغير لا يكون واحداً بل يكون مختلفاً من طاقة إلى أخرى وزمن تشعيع إلى آخر. كذلك أظهرت خصائص (تيار- فولتية) أن آلية نقل التيار هي شوتكي في أكثر الحالات للنبايط المشععة وبول- فريكل في بعض الحالات. إن خصائص (تيار- فولتية) عند التشعيع أوضحت حدوث تأثير دائم في الخواص الكهربائية لطاقتي التشعيع (1.2، 5.1) MeV ناتج من حصول تلف دائم في مادة النبيطة، وحدث تأثير وقتي عند الطاقة 4 MeV، في حين أن الطاقتين (1.8، 3) MeV لم تحدثا تأثيراً ملحوظاً في خصائص النبيطة.

Effect of Alpha Particles on the Electrical Characteristics of the MIS: Au-Ta₂O₅-GaAs DevicesS. H.S. Alnia'emi^a, A.S. Al-Rawass^b and S.M.B Al-Abasec^c*a- Physics Department, College of Education, Mosul University, Mosul, Iraq.**b- Basic Sciences Department, Faculty of Dentistry, Mosul University, Mosul, Iraq.**c- Teacher Preparation Institute, Directorate of Education in Nineveh, Nineveh, Iraq.*

Abstract: The paper aims to study the effect of alpha particles on the electrical properties of MIS: Au-Ta₂O₅-GaAs devices and on the electrical current transition mechanism. The devices are prepared by depositing a layer of gold with a thickness of 1000 Å by using the thermal evaporation method under a pressure of 10⁻⁵ torr to form the upper gate of the MIS construction. The prepared devices are irradiated with alpha particles from a ²²⁶ Ra source (0.5 µCi). The irradiation is performed under room temperature with alpha energies of (1.2, 1.8, 3, 4, 5.1) MeV for different



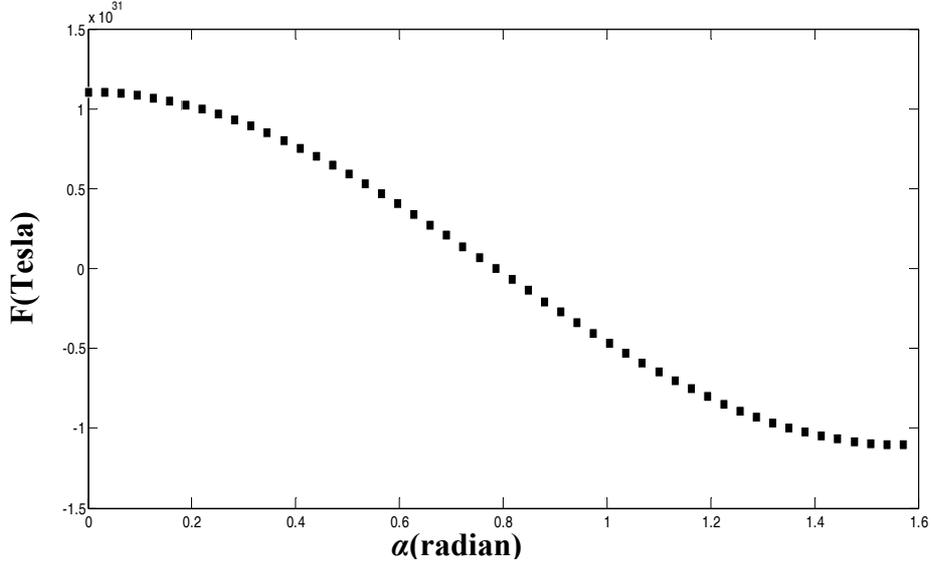
الشكل (4): علاقة تأثير شدة المجال الجاذبي في الفيض المرصود لزاويا انبعاث مختلفة

المصادر والمراجع

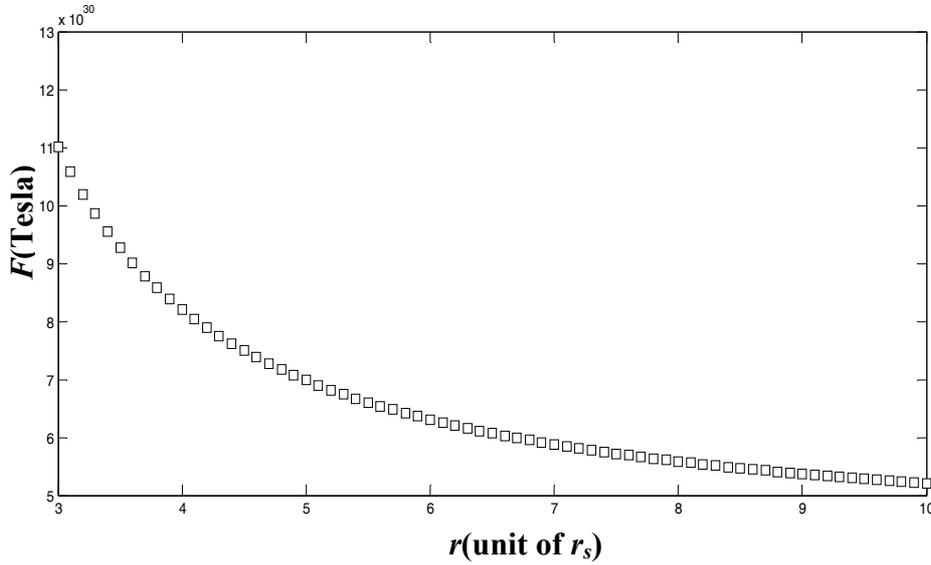
- [6] Frolov, V.P., Kim, K. and Lee, H.K., Phys. Rev. D, 75 (2007) 8, id. 087501.
- [7] Alobayde, M.A. and Khaleel, S.E., Jordan J. Phys., 2(2) (2009) 125.
- [8] Weinberg, S., "Gravitation and Cosmology", (John Wiley and Sons, Inc., 1972).
- [9] Misner, C.W., Thorne, K. and Wheeler, J.A., "Gravitation", (W.H. Freeman and Company, 1973) 588.
- [1] Bean, R., "Lectures on Cosmic Acceleration", Lectures from 2009. Theoretical Advanced Study Institute at Univ. of Colorado, Boulder (2010), [arXiv:1003.4468v2 astro-ph].
- [2] Cadean, C., Leahy, D.A. and Morsink, S.M., ApJ, 618 (2005) 45.
- [3] Poutanen, J. and Gierlinski, M., Mon. Not. Astron. Soc., 343 (2003) 1301.
- [4] Viironen, K. and Poutanen, J., Astronomy & Astrophysics, 426 (2004) 985.
- [5] Frolov, V.P. and Lee, H.K., "22nd Texas Symposium on Relativistic Astrophysics at Stanford University", (2004).

يمكن أن نستنتج منه أن المجال الجاذبي يقوم بتركيز (focusing) الأشعة المنبعثة من النجم، وأن هذه الظاهرة تحدث بشكل أكبر للأشعة المنبعثة بزوايا صغيرة.

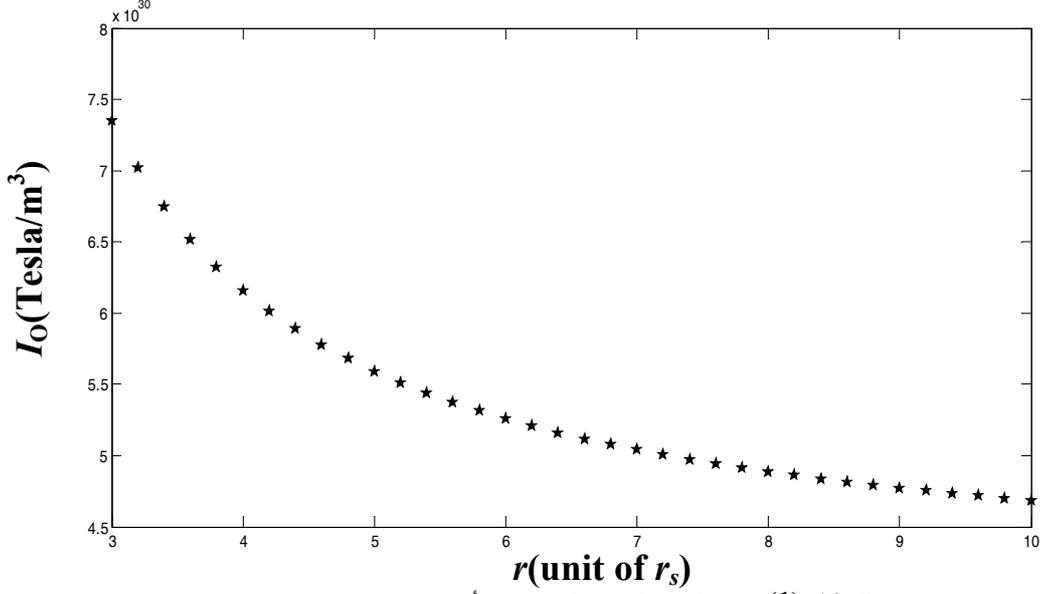
الفيض المرصود يتناقص بازدياد زاوية الانبعاث، وهذا يتسق وحقيقة أن الأشعة المنبعثة بزوايا صغيرة تعاني انحناءً أقل من تلك التي تنبعث بزوايا كبيرة، ومن ثم فإن الفيض المشتت يكون أقل عند الانحناءات الصغيرة. ويتضح أيضاً أن أكبر فيض يتم الحصول عليه عند أنصاف الأقطار الصغيرة؛ بمعنى عند المجالات الجاذبية الشديدة، وهو ما



الشكل (2): علاقة الفيض المرصود بزوايا الانبعاث عند $(\alpha=0 \rightarrow \pi/2)$ و $(r=3r_s)$



الشكل (3): علاقة تغير الفيض مع المجال الجاذبي



الشكل (1): تغير كثافة الفيض المرصود بتأثير المجال الجاذبي لمنطقة الانبعاث

النتائج ومناقشتها

يتضح من المعادلة (7) أن العلاقة بين كثافة الفيض المرصود وكثافة الفيض المنبعث تتأثر بالمجال الجاذبي لمنطقتي الانبعاث والرصد. أما المعادلة (14) فهي تبين ما توصلنا إليه في عمل سابق [7]، وهو انعكاس مسار الأشعة المنبعثة بزوايا معينة بتأثير المجال الجاذبي لمنطقة الانبعاث، مع توضيح حدود الزوايا التي يحدث فيها ارتداد الأشعة، فضلاً عن زاوية الانبعاث التي لا يصل منها الفيض إلى الراصد كما هو واضح في الشكل (2). أما المعادلة (15) فتظهر أن تأثير الفيض المرصود بشدة المجال الجاذبي لمنطقة الانبعاث أشد من تأثير كثافة الفيض، وذلك -كما نرى- بسبب تأثير تحجب الفضاء في الزاوية الصلبة التي يحسب منها الفيض. كما تشير المعادلة إلى تأثير الفيض بالبعد بين الراصد ومصدر الإشعاع، وكذلك بشدة الفيض المنبعث. ولتوضيح هذه التأثيرات قمنا برسم العلاقة بين كل منهما والفيض المرصود. فأظهرت الرسوم البيانية تأثير كل واحد من هذه المتغيرات في الفيض المرصود. ويظهر الشكل (2) تأثير زاوية الانبعاث في الفيض المرصود، في حين يظهر الشكل (3) تأثير شدة المجال الجاذبي في الفيض المرصود من فيض منبعث بزوايا محددة. وقد عبرنا عن تغير شدة المجال بواسطة تغير نصف قطر سطح الانبعاث من النجم النيوتروني. ويظهر الشكل (4) تأثير شدة المجال الجاذبي لمنطقة الانبعاث في الفيض المرصود منها، لزوايا انبعاث مختلفة، لنستنتج أن

ويتضح من العلاقة (13) تأثير كل من زاوية الانبعاث، وكثافة الفيض المرصود، وشدة المجال الجاذبي للنجم النيوتروني، فضلاً عن بعد النجم عن الراصد.

وللحصول على مقدار الفيض المرصود من كثافة الفيض المنبعث بزوايا محددة (α) من وحدة مساحة انبعاث $(da = 1)$ ، نكامل المعادلة (13) لنحصل على

$$F = \pi \frac{I_e}{4D^2} f(r_e)^{-5/2} \cos 2\alpha \quad (14)$$

وهي معادلة توضح أن أكبر فيض مرصود يكون من كثافة الفيض المنبعث بزوايا صفر (باتجاه العمود على مساحة الانبعاث). ويقل الفيض المرصود بزيادة زاوية الانبعاث ليصل صفرًا عند $(\pi/4)$ ، ثم يرتد إلى الخلف ما بين هذه الزاوية وزاوية الانبعاث $(\pi/2)$. وهذا يعني احتمال أن يصل إلى الراصد فيض من جهة النجم غير المقابلة له، ليكون الفيض المرصود من كثافة الفيض المنبعث من وحدة مساحة سطحية تبعد r عن مركز النجم لزوايا انبعاث من $(\pi/2)$ إلى $(\pi/2)$

$$F = \pi \frac{I_e f(r_e)^{-5/2}}{2D^2} \left(2 \int_0^{\pi/2} \sin 2\alpha d\alpha \right) \quad (15)$$

$$F = \pi \frac{I_e}{D^2} f(r_e)^{-5/2}$$

والعلاقة الأخيرة توضح تأثير شدة المجال الجاذبي في الفيض المرصود من النجم النيوتروني.

$$f(r_o) = 1 \quad (6)$$

لتأخذ العلاقة بين كثافة الفيض المنبعث والمرصود الصيغة

$$I_e = I_o \cdot f(r_e)^2 \quad (7)$$

التي يتضح منها التأثير المباشر لشدة المجال الجاذبي لمنطقة الانبعاث في كثافة الفيض المرصود لأي كثافة فيض منبعث كما يوضح الشكل (1). وكما هو معلوم، يحسب الفيض المرصود dF باستخدام العلاقة

$$dF = I_o \cos \theta d\Omega$$

ولأن الإشعاع متماثل، فإنه سيكون لزاوية انبعاث $(0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2})$:

$$dF = \pi I_o d\Omega \quad (8)$$

حيث $d\Omega$ الزاوية المجسمة (Solid angle) للمساحة المحصورة بين b و db . وتعرف وفق

$$d\Omega = \frac{b db d\phi}{D^2} \quad (9)$$

حيث (b) عرض الحزمة (Impact parameter)، و $d\phi$ الزاوية السميتية المحصورة بين محور مخروط الرؤية وحافته، و (D) البعد بين الراصد ومساحة الانبعاث (da) التي ترتبط بدورها بالزاوية السميتية $d\phi$ بالعلاقة

$$da = r^2 d\phi \quad (10)$$

حيث r البعد العمودي بين مركز النجم ومساحة الانبعاث. فإذا استعملنا [7]

$$b = r_e \sin \alpha f(r_e)^{-1/2} \quad (11)$$

فإن

$$db = r_e \cos \alpha f(r_e)^{-1/2} d\alpha \quad (12)$$

حيث (α) زاوية الانبعاث، مع ملاحظة أن اتجاه الزاوية السميتية بالنسبة للراصد بعكس اتجاهها بالنسبة لمركز النجم، ومن ثم فإن الفيض المرصود بحسب المعادلة (8) سيكون

$$dF = -\pi \frac{I_o f(r_e)^{-1}}{2D^2} \sin 2\alpha d\alpha da \quad (13)$$

حيث استخدمنا هنا العلاقة

$$\sin 2\alpha = 2 \cos \alpha \sin \alpha .$$

ولقد لاحظنا في عمل سابق [7] أن لزاوية انبعاث الأشعة من قرب النجم النيوتروني تأثيراً في زاوية وصولها إلى الراصد، ومن ثم في شدة الفيض المرصود من النجم. وما قمنا به في هذا البحث هو محاولة للوصول إلى معادلة لحساب الفيض المرصود تأخذ بعين الاعتبار شدة المجال الجاذبي، والزحزحة الحمراء الجاذبية (gravitational red shift) وزاوية الانبعاث.

حساب الفيض المرصود

يوصف الفضاء الزمكاني للنجم النيوتروني باستخدام فضاء شوارزشيلد (Schwarzschild) للكتلة الكروية الذي يعبر عنه الخط الأولي [8]

$$ds^2 = f(r) dt^2 - f^{-1}(r) dx^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (1)$$

حيث

$$f(r) = 1 - \frac{r_s}{r} \quad (2)$$

نصف قطر شوارزشيلد. و r البعد عن مركز النجم. $\left(\frac{2GM}{c^2} = r_s\right)$

ولأن اختلاف شدة المجال الجاذبي بين منطقتي الانبعاث والرصد يؤدي إلى الزحزحة الحمراء الجاذبية، فإن لهذا الاختلاف تأثيراً مباشراً في التردد المرصود؛ إذ يرتبط تردد الأشعة المرصودة ν_e في فضاء المراقب ذات المجال الجاذبي الضعيف بتردد الأشعة المنبعثة ν_o من فضاء النجم ذي المجال الجاذبي القوي وفق العلاقة [8]

$$\nu_e / \nu_o = \left(\frac{f(r_e)}{f(r_o)} \right)^{1/2} \quad (3)$$

أما كثافة الفيض المنبعث (I_e) وكثافة الفيض المرصود (I_o) فهما مرتبطتان بحسب مبدأ حفظ القدرة- بتغير التردد وفق العلاقة [9]

$$I_e / I_o = (\nu_e / \nu_o)^3 \quad (4)$$

وعليه، فإن بالإمكان التعبير عن تأثير شدة المجال الجاذبي في كثافة الفيض المرصود بالعلاقة

$$I_e = I_o \cdot \left(\frac{f(r_e)}{f(r_o)} \right)^{3/2} \quad (5)$$

ولأن المجال الجاذبي في منطقة الرصد (الأرض) ضعيف جداً $(r_s \ll r_o)$ ، فإنه بالإمكان كتابة

المجلة الأردنية للفيزياء

ARTICLE

تغير الفيض المرصود من نجم نيوتروني بتأثير مجاله الجاذبي

مؤيد عزيز العبيدي وسجي إسماعيل خليل

قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة الموصل، الموصل، العراق.

Received on: 29/3/2012;

Accepted on: 26/5/2013

المخلص: باستخدام فضاء شوارزشيلد لوصف زمكان الكتلة الكروية للنجم النيوتروني، ومبدأ حفظ القدرة المنبعثة، والزحزة الحمراء الجاذبية، تم التوصل إلى علاقة تبين أن مقدار الفيض المرصود يعتمد على المركبة الزمنية لممتد شوارزشيلد في منطقة الانبعاث، وعلى زاوية الانبعاث، وعلى كثافة الفيض المنبعث، وبعد النجم عن الراصد. الكلمات الدالة: النسبية العامة، علم الكون، النجم النيوتروني، انبعاث الأشعة، الزحزة الحمراء الجاذبية.

The Variation of the Observed Flux from a Neutron Star by Its Gravitational Field

M. A. Alobayde and S.E. Khaleel

Physics Department, College of Science, Mosul University, Mosul, Iraq.

Abstract: By using Schwarzschild spacetime for describing the space time of the spherical symmetric neutron star, the conservation of the emitted power and the gravitational red shift, a relation connecting the observed flux with the strength of the gravitational field of a neutron star and the emission angle has been found. The relation shows that the observed flux depends on the time component of Schwarzschild tensor of the emission region, the emission angle, the observed flux density and the distance to the neutron star.

Keywords: General relativity, Cosmology, Neutron star, Radiation emission, Gravitational red shift.

المقدمة

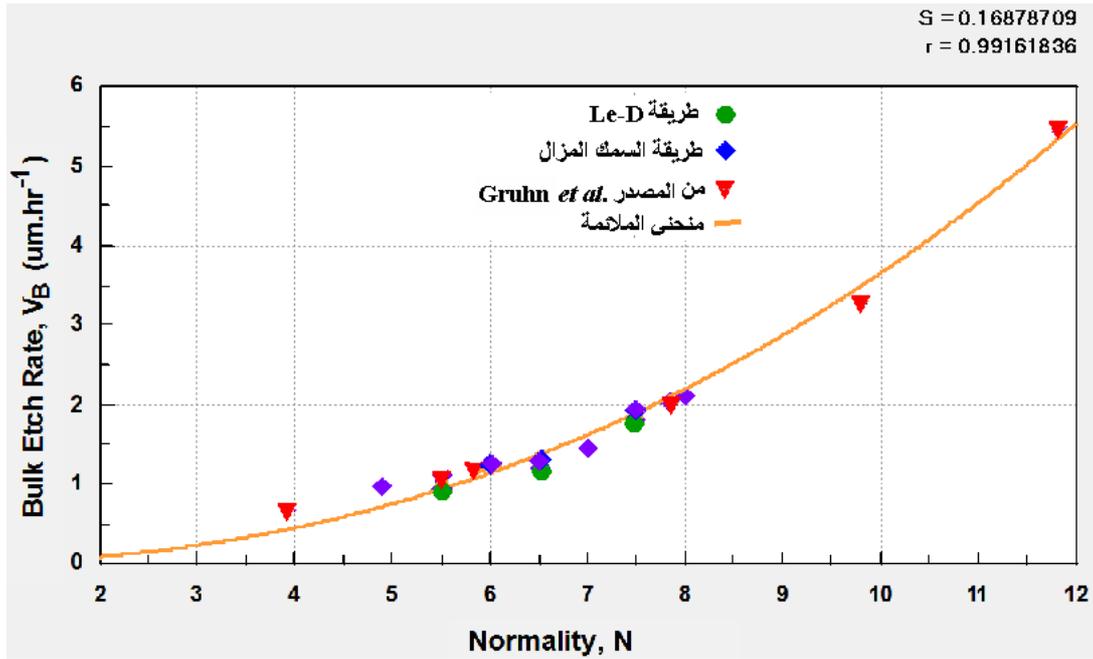
جزءاً من الجهة الأخرى -غير المقابلة له- من النجم النيوتروني بسبب انحناء الضوء بتأثير المجال الجاذبي -تحذب الزمكان- لم يكن ليراه لو كان الزمكان مسطحاً (flat space time). ومن ثم فإن الأشعة المنبعثة من هذه الجهة تمتلك مساهمة وتأثيراً في شكل الإشارة المرصودة. كما أن للمجال الجاذبي لتحذب الزمكان تأثيراً ملحوظاً في منحنيات الضوء الخاصة كما يراها الراصد البعيد. وقد ناقش العديد من الباحثين [3, 4, 5, 6] انبعاث الأشعة السينية من النجوم النيوترونية وتأثر الإشعاع المنبعث من هذه النجوم بالمجال الجاذبي لها.

تكاد تكون دراستنا للكون وكتل مكوناته وحركتها من نجوم ومجرات وعناقيد مجرية... إلخ. معتمدة على شدة الأشعة التي تصلنا من هذه المكونات وعلى التغيرات الضوئية الخاصة بها [1].

وبحسب النظرية النسبية العامة، فإن للمجال الجاذبي الشديد في منطقة الانبعاث أو في مناطق معينة من المسار تأثيرات مهمة في فهم خواص الأشعة القادمة من مناطق قريبة من النجوم النيوترونية والثقوب السوداء [2]. فطبقاً للنظرية النسبية التي تصنع تأثير شدة المجال الجاذبي الشديد في حساباتها، يكون بإمكان الراصد البعيد أن يرى

المصادر والمراجع

- [8] Al-Nia'emi, S.H.S., Ph.D. Thesis, Physics Dept., College of Science, University of Mosul, Iraq (1998).
- [9] Fazal-ur-Rehman, Abu-Jarad, F., Al-Jarallah, M.I. and Farhat, M., Radiat. Meas. 34 (2001) 617.
- [10] Szydowski, A., Sadowski, M., Czyzewski, T., Jaskola, M., Kormona, A., Kedzierski, J. and Krestschmer, W., Rad. Meas., 312 (1999) 257.
- [11] Gruhn, T.A., Li, W.K., Benton, E.V., Cassou, R.M. and Johnson, C.S., in: Proceedings of the 10th Conference on SSNTD, Lyon, 2-6 July (1979) 291.
- [12] Mahmood, I.H.T., M. Sc. Thesis, Physics Dept., College of Education, University of Mosul, Iraq (2011).
- [13] Ho, J.P.Y., Yip, C.W.Y., Nikezic, D. and Yu, K.N., Radiat. Meas., 36 (2003) 155.
- [14] Ahmed, H.A., M.Sc. Thesis, Physics Department, College of Education, University of Mosul, Iraq (2010).
- [15] Dörschel, B., Hermsdorf, D., Reichelt, U., Starke, S. and Wang, Y., Radiat. Meas., 37 (2003) 563.
- [1] Nikezic, D. and Yu, K.N., Materials Science and Engineers, R 46 (2004) 51.
- [2] Khan, H.A., Nucl. Instr. and Meth., 78 (1980) 491.
- [3] Durrani, S.A. and Bull, R.K., "Solid State Nuclear Track Detection", (Pergamon Press, Oxford, 1987).
- [4] Manzoor, S., "Nuclear Track Detectors for Environmental Studies and Radiation Monitoring", (Physical Department, University of Bologna, 2006).
- [5] Balestra, S., Cozzi, M., Giacomelli, G., Giacomelli, R., Giorgini, M., Kumar, A., Mandrioli, G., Manzoor, S., Margiotta, A.R., Medinaceli, E., Partizii, L., Popa, V., Qureshi, I.E., Rana, M.A., Sirri, G., Spurio, M., Togo, V. and Valieri, C., Nucl. Instr. and Meth., in: Physics Research, B 254 (2007) 254.
- [6] Somogyi, G. and Hunyadi, I., in: Proc. 10th Int. Conf. "Solid State Nuclear Track Detectors", Lyon, and Suppl. 2, Nuclear Tracks, Pergamon Press, Oxford (1980) 443.
- [7] Pandey, A.K., Kalsi, P.C. and Iyer, R.H., Nucl. Instr. and Meth., in: Physics Research B 134 (1998) 393.



الشكل (6): معدلات القشط العام بطريقة السمك المزال وطريقة Le-D للدراسة الحالية ودراسة [11] ومنحني الملاءمة عند عياريات مختلفة للمحلول القاشط

الجدول (3): مقارنة قيم معدل القشط العام للكاشف CR-39 بطرائق مختلفة

Normality, N	معدل القشط العام V_B ($\mu\text{m}\cdot\text{hr}^{-1}$)		
	طريقة Le-D	طريقة السمك المزال	منحني الملاءمة
5.5	0.944 ± 0.0163	1.1379 ± 0.0229	1.0418
6.0	1.268 ± 0.0223	1.223
6.5	1.222 ± 0.0243	1.321 ± 0.0205	1.418
7.0	1.471 ± 0.0177	1.625
7.5	1.831 ± 0.024	1.919 ± 0.0135	1.845
8.0	2.125 ± 0.010	2.079

الاستنتاجات

السمك المزال التي لا تتطلب تشعيع الكاشف بالجسيمات متوافقة مع نتائج V_B المقاسة بطريقة Le-D التي تتطلب تشعيع الكاشف بالجسيمات المشحونة بطاقات مختلفة. كذلك يلاحظ أنه بالإمكان استخدام منحني الملاءمة لإيجاد معدل القشط العام عند أي عيارية للمحلول القاشط ضمن الظروف القشطية المستخدمة في هذا البحث.

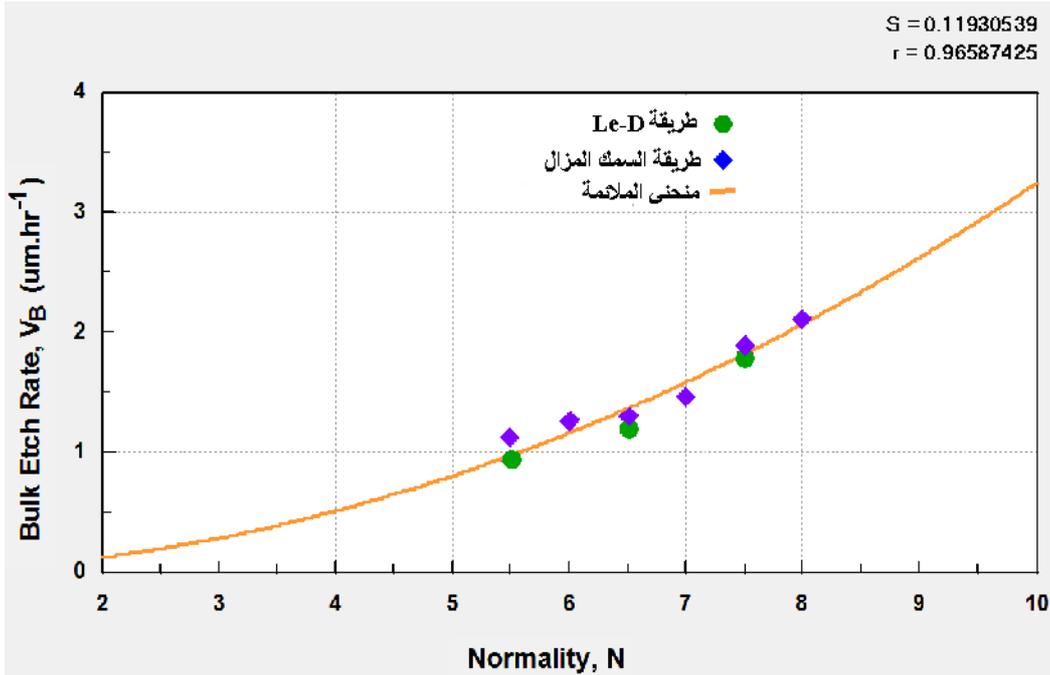
من النتائج التي حصلنا عليها نستنتج أن طريقة Le-D هي طريقة جيدة لقياس V_B وتعطي نتائج جيدة، ولكنها ليست طريقة سهلة حيث تتطلب الحصول على صور للأثار في الكاشف وقياس أطوالها وأقطارها بدقة، وأن معدل القشط العام لا يعتمد على طاقة الجسيمات التي يشعع بها الكاشف. فقد وجد أن نتائج قياس V_B بطريقة

الجدول (3) يمثل مقارنة نتائج معدلات القشط العام (V_B) التي حصلنا عليها من طريقة Le-D وطريقة السمك المزال وكذلك النتائج التي تم الحصول عليها من الملاءمة؛ إذ يظهر توافق جيد بين النتائج. كذلك فإن النتائج التي حصلنا عليها تتوافق مع ما وجدته [12]، حيث وجد أن قيمة V_B باستخدام طريقة السمك المزال كانت $1.3146 \mu m.hr^{-1}$ وكانت $1.3192 \mu m.hr^{-1}$ بطريقة القياس التثاقلي (قياس الكتلة المزالة) باستعمال المحلول القاشط NaOH عند ظروف $70 \pm 1^\circ C$ و $6.25 N$.

ولعدم عثورنا على دراسات تحت الظروف القشطية ذاتها وضمن عياريات المحلول نفسها المستخدمة في دراستنا هذه، فإننا نورد قيماً فردية لمعدل القشط العام V_B عند عياريات مختلفة لدراسات أخرى تقع ضمن مدى العياريات المستخدمة وعند درجة الحرارة للمحلول القاشط نفسه المستخدم في دراستنا وهي $70 \pm 1^\circ C$. ويلاحظ أن قيمة V_B باستخدام المحلول القاشط NaOH عند عيارية $6.25 N$ كانت $V_B = 1.23 \mu m.hr^{-1}$ [13]، وكانت $V_B = 1.45 \mu m.hr^{-1}$ [14]، بينما كانت $V_B = 1.317 \mu m.hr^{-1}$ عند [12]، كما نجد أن معدل القشط العام كان يساوي $V_B = 1.73 \mu m.hr^{-1}$ باستخدام محلول NaOH بعيارية 7.25 [15]. وبالمقارنة مع نتائجنا في الجدول (3) نجد أن هذه القيم متوافقة مع النتائج التي حصلنا عليها وتقع ضمنها.

المنحني، نحصل على القيم النظرية لمعدل القشط (V_B) لتلك العياريات للمحلول القاشط في هذه الطريقة، ويمكن الحصول من هذا المنحني على معدل القشط للكاشف CR-39 عند أي عيارية عند الظروف القشطية المستخدمة في هذا البحث. ويلاحظ أن قيم V_B الناتجة من طريقة قياس السمك المزال (من المعادلة 2) وطريقة قياس Le-D (من المعادلة 4) متطابقة، وأنها تتطابق مع منحنى الملاءمة الناتج من المعادلة (6) باستخدام النقط جميعها في الطريقتين، حيث وجد أن ثوابت المعادلة (6) لمنحني الملاءمة كانت $a_1 = 0.16544 \mu m.hr^{-1}$ و $a_2 = 2.31764$ و $a_3 = 2.24012$.

أما الشكل (6) فإنه يوضح مقارنة قيم V_B الموضحة في الشكل (5) باستخدام الطريقتين؛ طريقة السمك المزال وطريقة Le-D مع النتائج التي وجدها [11] لمعدل القشط العام (V_B) باستخدامه طريقة قياس أقطار شظايا الانشطار للظروف القشطية نفسها ولكن لعياريات (تراكيز) قشط مختلفة. ويلاحظ من الشكل (6) أن قيم V_B المقاسة في هذه الدراسة بالطريقتين تتوافق مع ما وجدته [11] بشكل جيد وتتطابق مع منحنى الملاءمة الناتج من المعادلة (6) باستخدام النقط جميعها للدراسة الحالية ودراسة [11]. وقد وجد أن ثوابت المعادلة (6) لمنحني الملاءمة كانت $a_1 = 0.0.18667 \mu m.hr^{-1}$ و $a_2 = 2.2648$ و $a_3 = 2.23767$.



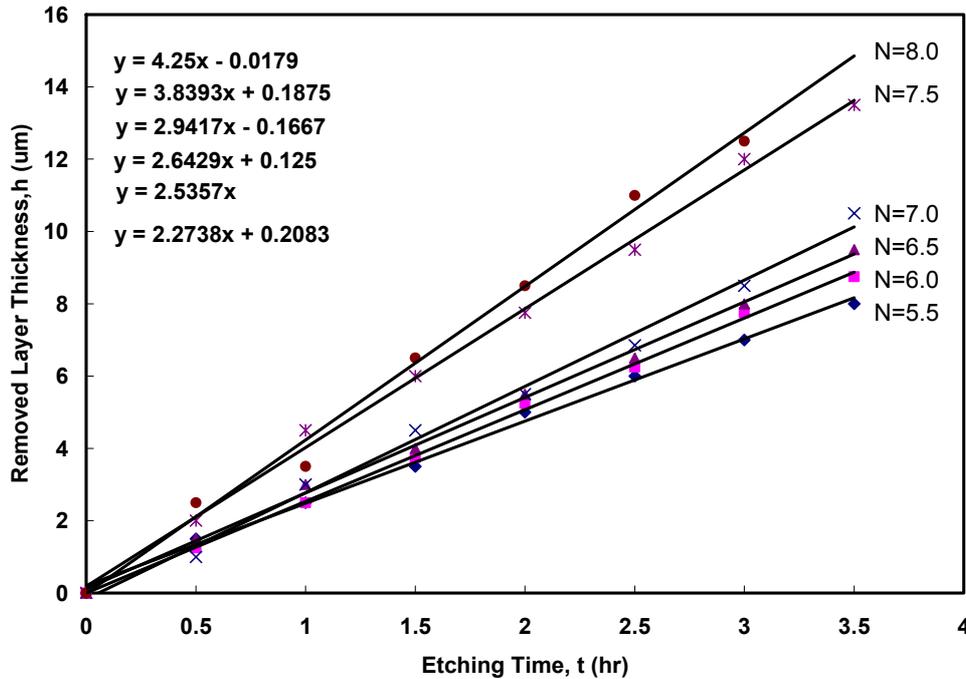
الشكل (5): معدلات القشط العام بطريقة السمك المزال وطريقة Le-D للدراسة الحالية مع منحنى الملاءمة عند عياريات مختلفة للمحلول القاشط

ولقياس V_B بطريقة سمك الطبقة المزالة من خلال قشط الكاشف بدون تشعيه بجسيمات ألفا، فقد قُشط الكاشف CR-39 بالمحلول نفسه NaOH وبدرجة الحرارة $(70 \pm 1)^\circ\text{C}$ نفسها للطريقة الأولى وبعيارية (5.5، 6، 6.5، 7، 7.5، 8) N، وتم قياس سمك الطبقة المزالة لأزمان قشط متعاقبة ولكل عيارية للمحلول، حيث ظهرت العلاقة بينهما طردية خطية، واتضح أن سمك الطبقة المزالة من السطح العام للكاشف يزداد بزيادة عيارية المحلول القاشط بثبوت الظروف الأخرى كما هو موضح في الشكل (4). وباستخدام المعادلة (1) تم إيجاد معدلات القشط العام للكاشف CR-39 عند عياريات المحلول القاشط أعلاه وكما هو مبين في الجدول (2).

إن التوقف عن القشط عند الأزمان التي أشرنا إليها أعلاه يعود سببه إلى أن أطوال الأثار المتكونة وكذلك المعدل الزمني لتغير طول الأثر لا تستمر بالزيادة مع استمرار زيادة أقطار الأثار مع تقدم القشط؛ إن لا يجوز أن تصبح قيمة المدى المتبقي (R') سالبة عندما يصل المحلول القاشط إلى عمق أكبر من مدى الجسيم داخل الكاشف ويصبح الأثر مفرط القشط (over-etched). وبعد قياس أطوال الأثار وأقطارها مباشرة من صور الأثار، فقد تم حساب معدلات القشط العام (V_B) باستخدام المعادلة (4) [4] وكما في الجدول (1) لكل طاقة للجسيم ولكل عيارية للمحلول القاشط.

الجدول (1): معدل القشط العام بطريقة Le-D

Normality, N	$E\alpha$ (MeV)	V_B ($\mu\text{m hr}^{-1}$)
5.5	4.3	0.944 ± 0.0163
6.5	3.3	1.222 ± 0.0243
7.5	2.3	1.831 ± 0.024

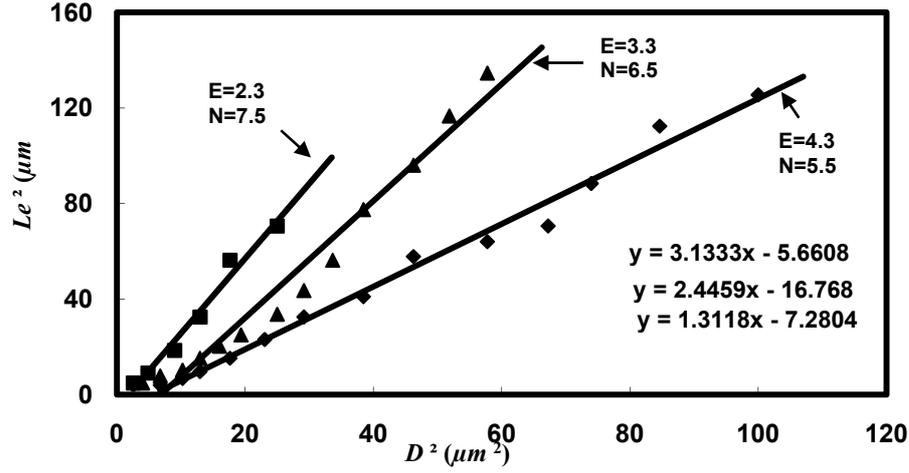


الشكل (4): العلاقة بين السمك المزال وزمن القشط

النقط في الشكل (5) تمثل قيم معدلات القشط العام للكاشف CR-39 للعياريات المختلفة للمحلول المعطاة في الجدول (2). وبإجراء عملية الملاءمة (Fitting) لهذه النقط باستخدام المعادلة (6) نحصل على منحني لمعدل القشط يتغير أسياً مع عيارية المحلول القاشط، وهذا المنحني يتوافق مع شكل تغير قيم V_B المتمثلة في المثلثات الصلدة في الشكل نفسه مع عيارية المحلول القاشط. وبإسقاط قيم العياريات المستخدمة على هذا

الجدول (2): معدل القشط العام بطريقة قياس السمك المزال

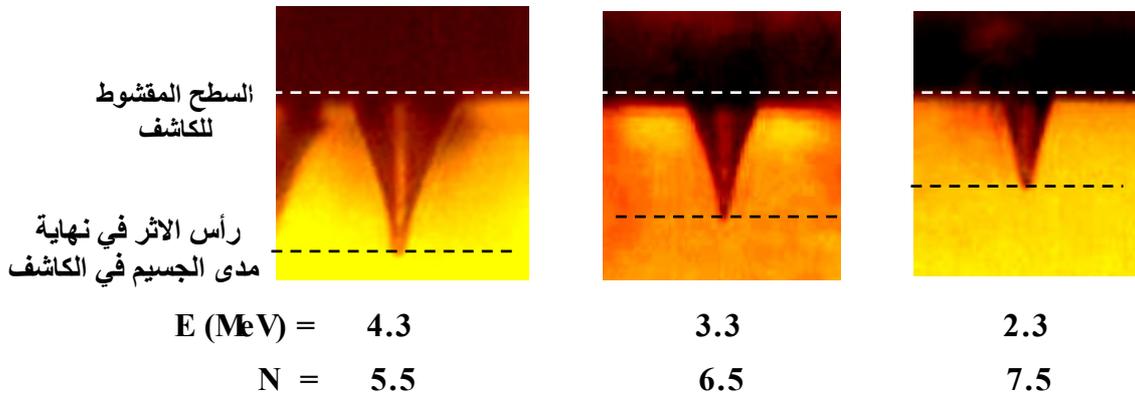
Normality, N	V_B ($\mu\text{m hr}^{-1}$)
5.5	1.137 ± 0.0229
6.0	1.268 ± 0.0223
6.5	1.321 ± 0.0205
7.0	1.471 ± 0.0177
7.5	1.919 ± 0.0135
8.0	2.125 ± 0.010



الشكل (2): العلاقة بين D^2 و Le^2

يصل رأس الأثر المقشوط إلى نهاية مدى الجسيم في الكاشف، في حين يستمر قطر الأثر بالزيادة مع تقدم القشط في مرحلة القشط المفرط خارج مدى الجسيم في الكاشف. وعليه، فإن قياساتنا يجب أن تكون ضمن مرحلة المخروط المنتظم لشكل الأثر، وقد أجرينا القياسات لأزمان قشط مختلفة بعبارة (4.3، 3.3، 2.3) MeV على الترتيب ولأزمان قشط مختلفة تعتمد على عيارية المحلول القاشط وطاقة الجسيمات. يلاحظ من الشكلين أن العلاقة بين كل من (Le^2, D^2) و (Le^2, D^2) هي علاقة خطية تقريباً في مرحلة الشكل المخروطي المنتظم للأثر، وأن هذه العلاقة لا تستمر بالتغير بشكل خطي مع زيادة ساعات القشط لأكثر من هذه المرحلة، لأن طول الأثر يزداد مع زيادة زمن القشط ويصل إلى الثبوت أو حالة التشعب في نهاية المرحلة الأولى عندما

الشكلان (1) و(2) يبينان العلاقة بين مربع قطر الأثر وحاصل ضرب فترة القشط في طول الأثر المتكون خلال هذه الفترة (Le^2 و D^2)، والعلاقة بين مربع قطر الأثر ومربع طوله (Le^2, D^2) لتلك الفترة الزمنية لطاقتات جسيمات ألفا (4.3، 3.3، 2.3) MeV بتراكيز قشط مختلفة بعبارة (7.5، 6.5، 5.5) N على الترتيب ولأزمان قشط مختلفة تعتمد على عيارية المحلول القاشط وطاقة الجسيمات. يلاحظ من الشكلين أن العلاقة بين كل من (Le^2, D^2) و (Le^2, D^2) هي علاقة خطية تقريباً في مرحلة الشكل المخروطي المنتظم للأثر، وأن هذه العلاقة لا تستمر بالتغير بشكل خطي مع زيادة ساعات القشط لأكثر من هذه المرحلة، لأن طول الأثر يزداد مع زيادة زمن القشط ويصل إلى الثبوت أو حالة التشعب في نهاية المرحلة الأولى عندما



الشكل (3): صور تجريبية للمظهر الجانبي للأثر المقشوط في نهاية مرحلة المخروط المنتظم لنمو الأثر

كاميرا رقمية (Digital Camera) من نوع MDCE-5A مثبتة مباشرة على المجهر الضوئي وموصلة إلى حاسوب يعمل ضمن برنامج معين لغرض نقل صور الآثار ليتم إجراء عمليات القياس عليها.

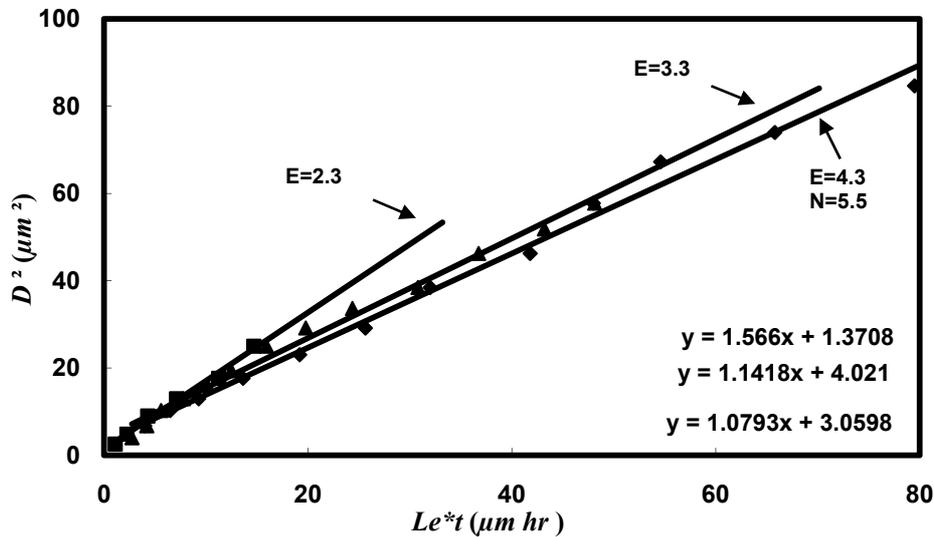
النتائج والمناقشة

هناك نمطان في إيجاد معدل القشط العام (V_B) للكاشف المستخدم؛ إذ يمكن إيجاده إما بتشعيه بالجسيمات المشحونة أو بدون تشعيه بتلك الجسيمات في طرائق قياس V_B . وهناك طريقة حديثة لقياس V_B وهي قياس طول - قطر الأثر (Le-D) [4]؛ إذ تتطلب هذه الطريقة تشيع الكاشف بالجسيمات المشحونة وتصوير شكل الأثر المقشوط المتكون في الكاشف بفعل المحلول القاشط، وقياس طول وقطره بشكل تجريبي مباشر، بينما تتطلب الطرائق المعروفة - ومنها طريقة قياس سمك الطبقة المزالة من سطح الكاشف - قياس سمك الكاشف بعد عمليات قشط لفترات زمنية متعاقبة دون أن يحتاج إلى تشعيه بالجسيمات المشحونة.

وبعيداً عن السطح مما يوفر عمليات قشط متعاقبة بفترات زمنية مناسبة لقياس أطوال الآثار وأقطارها بدقة أكثر، فضلاً عن أنه يجب أخذ الفرق بين طاقة وأخرى ليس أقل من MeV (0.7-0.6) لكي يعطي فرقاً واضحاً بين أطوال الآثار قابلاً للقياس عند الفترة الزمنية نفسها، لذلك اخترنا الطاقات بعد طاقة الذروة بحيث يكون الفرق بينها في حدود $1 MeV$.

ولإيجاد معدل القشط العام (V_B) بطريقة القياس المباشر لسمك الطبقة المزالة (h) من سطح الكاشف، فقد تم قشط كاشف CR-39، بدون تشعيه بجسيمات ألفا، بعياريات مختلفة (5.5، 6، 6.5، 7، 7.5، 8) N للمحلول القاشط NaOH عند درجة حرارة $(70 \pm 1)^\circ C$ لأزمان قشط مختلفة لكل عيارية. وقد استخدمت المعادلة (6) في إجراء عملية الملاءمة (Fitting) للنتائج التجريبية لمعدل القشط العام بطريقة السمك المزال للعياريات المختلفة للمحلول القاشط ولدرجة الحرارة أعلاه.

لتصوير الأشكال الجانبية للآثار المتكونة في الكاشف وقياس أطوالها وأقطارها مباشرة، وكذلك لقياس السمك المزال من سطح الكاشف بعملية القشط، فقد استخدمت



الشكل (1): العلاقة بين $Le*t$ و D^2

يمتاز بتجانس مادته وتمائل خواصها وبخلفيته الإشعاعية القليلة، فضلاً عن حساسيته العالية للكشف عن الجسيمات المشحونة ومنها جسيمات ألفا وكذلك الكشف عن النيوترونات. فقد استعمل مصدر الأمريشيوم المشع ^{241}Am بفعالية ($1\mu\text{Ci}$) في تشعيع الكاشف وهو باعث لجسيمات ألفا بمعدل طاقة قصوى 5.485 MeV ومتوسط مداه في الهواء يقرب من 4.16 cm . فقد استخدمنا طاقات أقل من معدل الطاقة القصوى، وذلك بتغيير البعد بين المصدر المشع والكاشف في الهواء، حيث اختيرت الطاقات (2.3، 3.3، 4.3) MeV في عملية التشعيع. استعملت المادة الكيميائية NaOH بنقاوة 95% وفي درجة حرارة $(70\pm 1)^\circ\text{C}$ وبمعايير مختارة (5.5، 6.5، 7.5) N للطاقات أعلاه على التوالي، وذلك لإجراء عمليات القشط الكيميائي للكاشف لغرض حفر المناطق التالفة لإظهار الآثار المتكونة فيه جراء تشعيه بجسيمات ألفا. بعد ذلك، يصار إلى تصوير الأشكال الجانبية (profiles) للآثار وقياس أقطارها وأطوالها للطاقات الثلاث والمعايير الواردة أعلاه لأزمان قشط مختلفة لمراحل نمو الأثر ضمن مرحلة القشط المخروطي المنتظم ومرحلة القشط المفرط (Over-etching) وذلك لإيجاد معدل القشط العام بطريقة قياس طول-قطر الأثر Le-D.

إن السبب في اختيار المعايير للمحلل القاشط بين 5.5 و 8 N هو أنه لعيارية أقل من 5.5 N سنحتاج وقتاً طويلاً للحصول على صور الآثار المتكونة في الكاشف نتيجة البطء في معدل قشط الأثر (V_T) باتجاه عمق الأثر، وسيكون الفرق الزمني بين قشط وآخر كبيراً. أما بالنسبة للعيارية الأكثر من 8 N، فإن معدل قشط الأثر يكون كبيراً بحيث لا تتوفر فترة زمنية كافية بين قشط وآخر لتسجيل أطوال الآثار وأقطارها بدقة، كما أن الأثر يظهر بسرعة كبيرة ويذوب الكاشف وينتهي لأنه رقيق؛ إذ إن سمكه بحدود $200\ \mu\text{m}$.

أما اختيار الطاقات قيد الدراسة فقد تم على أساس منحني معدل فقدان الطاقة مع طاقة الجسيمات الذي يزداد مع زيادة طاقة جسيمات ألفا ويصل أقصى قيمة له عند طاقة (1-1.5) MeV. وعند استخدام طاقات أقل من طاقة الذروة فإن الآثار المقشوة الناتجة تكون قريبة من السطح وبزمن قشط قليل بحيث تصل إلى نهايتها دون أن يتوفر وقت كاف بين قشط وآخر لتسجيل أطوال الآثار بشكل دقيق. لذا نعلم إلى اختيار طاقات أكبر من طاقة الذروة حيث يكون مدى الجسيمات كبيراً داخل المادة

(Directional parameter) للكواشف غير المتجانسة (Non-homogenous)، وغير متماثلة الخواص (Non-isotropic) مثل المايكا، لأن V_B يختلف باختلاف اتجاه القشط على سطح الكاشف. وقد وجد أن معدل القشط العام (V_B) ومعدل قشط الأثر (V_T) يتأثران بتغير عيارية المحلول القاشط حسب العلاقة [6]:

$$V_x = F_x C^n e^{\left(\frac{-E_k}{KT}\right)} \quad (6)$$

حيث V_x يمثل V_B أو V_T ، و F_x ثابت يعتمد على نوع المادة، و C عيارية (Normality) المحلول القاشط في مدى ($15N \geq C \geq 3N$)، و T درجة حرارة المحلول القاشط بالكلفن.

ويمكن صياغة المعادلة (6) بالشكل الرياضي الآتي:

$$y = a_1 x^{a_2} e^{a_3} \quad (7)$$

إن العوامل المؤثرة على كواشف الأثر النووي تؤدي دوراً كبيراً في التأثير على الخصائص الكشفية والتسجيلية، وكذلك على معدل القشط العام ومعدل قشط الأثر. ومن هذه العوامل: نوع المحلول القاشط، وتركيزه، ودرجة حرارته، فضلاً عن عوامل أخرى منها الترددات فوق السمعية [7]، ودرجات الحرارة العالية والجرعات العالية من الإشعاعات الكهرومغناطيسية [8، 9]. وبما أن V_B أحد المعلمات القشطية والكشفية المهمة في تكون الآثار وتطور نموها، فهناك عدد كبير من الدراسات تبين اعتماد V_B على عوامل عديدة مثل: نقاوة المادة الأساسية والتركيب الجزيئي لمادة الكاشف (البوليمر)، وظروف البلمرة، والظروف البيئية في أثناء التشعيع، والظروف القشطية (نوع المحلول، ودرجة حرارته، وتركيزه) [10]، فضلاً عن عوامل بيئية أخرى. كذلك فإن الانتفاخ في مادة الكاشف نتيجة امتصاصه للماء من المحلول القاشط في أثناء عملية القشط له تأثير في قيمة V_B ، لذا يجب التخلص من الماء الممتص بعد كل عملية قشط، كما أن تجانس مادة الكاشف وتمائل خواصها هما الآخران لهما تأثير في قيمة V_B ؛ إذ إن هاتين الصفتين تجعلان المحلول القاشط يهاجم المادة بشكل عام بمعدل قشط متساوٍ في الاتجاهات المختلفة.

طريقة العمل

استعمل كاشف الأثر النووي البلاستيكي CR-39 بسمك $200\ \mu\text{m}$ لقياس معدل القشط العام له. وهو عبارة عن مادة بوليمرية بلاستيكية صلبة من نوع متعدد الكربون

المقدمة

هناك معلمان أساسيان يتحكمان في تكوين الأثر هما معدل القشط العام (V_B , Bulk Etch Rate)، ومعدل قشط الأثر (V_T , Track Etch Rate) أو ما يسمى معدل القشط على طول الأثر أو عمقه. فمعدل القشط العام هو مقدار ما يزال من سطح الكاشف خلال عملية التفاعل الكيميائي بين المادة القاشطة ومادة الكاشف مما يؤدي إلى تقليل سمكه مع تقدم عملية القشط [1]. ويعد معدل القشط العام معلماً من معالم الكاشف؛ إذ يعتمد على عوامل عدة منها: نقاوة المادة الأساسية التي يصنع منها الكاشف، ومدى تجانسها وتمائل خواصها، وطبيعة جزيئات الكاشف البوليمري وظروف بلمرته خلال عملية الإنتاج، فضلاً عن اعتماده على العوامل البيئية في أثناء تشعيع الكاشف؛ إذ وجد أن عملية التسخين لها تأثير كبير على V_B في كواشف الأثر النووي [2]، فضلاً عن التأثير الملحوظ للإلكترونات والأشعة الكهرومغناطيسية المؤينة في الكاشف. وإلى جانب كون V_B معلماً كشفياً، فإنه يعد أيضاً معلماً قشطياً مهماً؛ إذ يعتمد على نوع المحلول الكيميائي القاشط، وتركيزه، ودرجة حرارته.

ونظراً لأهمية معدل القشط العام (V_B) في التحكم في عملية تكوين الأثر من خلال نسبة معدل القشط (V) المعتمد على معدل القشط العام ومعدل قشط الأثر (V_T)، فإنه يجب قياسه بشكل دقيق. ويمكن استخدام طرائق مختلفة لقياسه باعتماد نمطين: إما بتشعيع الكاشف بجسيمات ألفا أو بدون تشعيه.

يمكن قياس V_B من خلال قياس سمك المادة المزالة من سطح الكاشف، وذلك بقياس سمك الكاشف قبل عمليات قشط متعاقبة وبعدها لأزمان قشط قصيرة ضمن مدة ثبوت V_B ، ثم يحسب V_B من العلاقة [3]:

$$V_B = \frac{1}{2} \frac{\Delta h}{\Delta t} \quad (1)$$

حيث Δh (μm) سمك الطبقة المزالة من سطح الكاشف في زمن Δt (hr).

وهناك طريقة لقياس V_B تدعى القياس التثاقلي [1]، وتعتمد هذه الطريقة على ما يزال من مادة الكاشف جراء عملية القشط الكيميائي لزمن محدد. وتتم هذه العملية بقياس كتلة الكاشف قبل عملية القشط وبعدها لزمن قشط محدد، ثم يحسب V_B من العلاقة:

$$V_B = \frac{1}{2} \frac{\Delta m}{\rho A \Delta t} \quad (2)$$

حيث Δm (gm) كتلة الطبقة المزالة من سطح الكاشف في زمن Δt (hr)، و A (cm^2) مساحة سطح الكاشف، و ρ (gm/cm^3) كثافة مادة الكاشف.

ومن الطرائق الأخرى في قياس معدل القشط العام طريقة قياس أقطار شظايا الانشطار باستخدام المصدر المشع ^{252}Cf ، ولأن نسبة معدل القشط عالية ($V \gg 1$) في هذه الحالة، فإنه يمكن إيجاد V_B بقياس مباشر لأقطار شظايا الانشطار D_f (μm) عند زمن قشط t (hr) باستخدام العلاقة الآتية [3]:

$$V_B = \frac{D_f}{2t} \quad (3)$$

وهناك طريقة أخرى حديثة لقياس معدل القشط العام (V_B)، وهي طريقة قياس طول-قطر الأثر (Le-D). وتعد هذه الطريقة صعبة مقارنة بالطرائق السابقة في عملية حساب V_B ، لأنها تتطلب الحصول على صور للأثار المتكونة في الكاشف، وتتطلب قياساً دقيقاً لكل من قطر الأثر (D) وطوله (Le) تجريبياً بشكل مباشر، وهي ليست بالعملية السهلة. ويجب إجراء القياسات خلال المرحلة الأولى لنمو الأثر وهي مرحلة النمط المخروطي المنتظم لحين وصول رأس الأثر إلى نهاية مدى الجسيم في الكاشف [4، 5]؛ إذ يتم حساب معدل القشط العام (V_B) من العلاقة:

$$V_B = \frac{D^2}{4tLe} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4Le^2}{D^2}} \right] \quad (4)$$

$$D = 2 V_B t \sqrt{\frac{(V_T - V_B)}{(V_T + V_B)}} \quad (5)$$

حيث أن Le طول الأثر، و D قطر فتحة الأثر، و t زمن القشط.

وجدير بالذكر أن معدل القشط العام له قيمة واحدة ضمن الظروف المستخدمة من محلول القشط والعامل البيئي المؤثر، وهو لا يعتمد على اتجاه القشط (Scalar parameter) في حالة كون مادة الكاشف متجانسة (Homogenous)، ومتماثلة الخواص (Isotropic) مثل كاشف CR-39 وكاشف PM-355؛ في حين يمتلك قيمتين ضمن الظروف المستخدمة حيث يكون اتجاهها القشط

المجلة الأردنية للفيزياء

ARTICLE

إيجاد معدل القشط العام لكاشف الأثر النووي CR-39 باستخدام طريقة Le-D

سعيد حسن سعيد النعيمي وياسر يحيى قاسم

قسم الفيزياء، كلية التربية، جامعة الموصل، الموصل، العراق.

Received on: 3/4/ 2012;

Accepted on: 14/ 11/ 2012

الملخص: يُعد معدل القشط العام V_B والقشط على طول الأثر V_T معلمين مهمين في تحديد شكل الأثر ومتابعة نموه. لذا يهدف هذا البحث إلى إيجاد معدل القشط العام (V_B) لكاشف CR-39 باستخدام طريقة قياس قطر- طول الأثر (Le-D)، وذلك عن طريق تشعيع الكاشف بطاقات مختلفة (2.3، 3.3، 4.3) MeV لجسيمات ألفا من مصدر الأمريشيوم ^{241}Am . تم قشط الكاشف بعياريات مختلفة من محلول NaOH في درجة حرارة $(70 \pm 1)^\circ\text{C}$ ، وذلك لحساب أطوال الآثار المتكونة في الكاشف وأقطارها لأزمان قشط مختلفة تبعاً للطاقة الساقطة وعبارية المحلول القاشط. كذلك يهدف البحث إلى إيجاد معدل القشط العام V_B بطريقة القياس المباشر لسمك الطبقة المزالة (h) من سطح الكاشف بعد عمليات قشط متعاقبة باستعمال عياريات (5.5-8) N (زيادة 0.5 N حيث أن الكاشف بهذه الطريقة لا يتطلب تشعيه بجسيمات ألفا. لقد وجد أن معدل القشط العام (V_B) لكاشف الأثر النووي CR-39 المقاس بطريقة Le-D كان $1.137-1.919 \mu\text{m}\cdot\text{hr}^{-1}$ عند عياريات (5.5-7.5) N للمحلول الكيميائي القاشط، وقد أظهرت هذه القيم تطابقاً جيداً مع القيم المقاسة بطريقة سمك الطبقة المزالة التي كانت $0.944-1.831 \mu\text{m}\cdot\text{hr}^{-1}$ عند العياريات نفسها أعلاه. كذلك أظهرت القيم المقاسة بطريقة Le-D توافقاً جيداً أيضاً مع نتائج عملية الملاءمة التي أظهرت قيماً ل V_B بين $1.0418-1.845 \mu\text{m}\cdot\text{hr}^{-1}$ ، فضلاً عن توافقها مع نتائج دراسات أخرى بطرائق مختلفة.

Determination of the Bulk Etch Rate of the Nuclear Track Detector CR-39 Using Le-D Method

S. H. S. Al-Nia'emi and Y. Y. Kasim

Physics Department, College of Education, Mosul University, Mosul, Iraq.

Abstract: The bulk etch rate (V_B) and the track etch rate (V_T) are important parameters in identifying the track profiles and their growing rate. The aim of this paper is to determine the bulk etch rate of CR-39 detector using the track's diameter-length (Le-D) measurement method by irradiating the detector with different energies of alpha particles from ^{241}Am source. Different normalities of the chemical solution NaOH at a temperature of $(70 \pm 1)^\circ\text{C}$ are used in etching the detectors to measure the track's lengths and diameters at different etching times corresponding to the energy of the incident particles and the etchant normality. The paper also aims to find the bulk etch rate by using the method of direct measurement of the removed layer thickness from the detector surface through alternating etching processes using normalities of (5.5-8) N. It is necessary to mention here that this method does not require to irradiate the detector with alpha particles. The bulk etch rate (V_B) values of CR-39 detector found by Le-D method were $1.137-1.919 \mu\text{m}\cdot\text{hr}^{-1}$ at normalities of (5.5-7.5) N. They showed good agreement with the values measured by the removed layer method which were $0.944-1.831 \mu\text{m}\cdot\text{hr}^{-1}$, and they also showed good agreement with other values which resulted by Gruhn *et al.* for the same normalities. The V_B measured by Le-D method also showed good agreement with the fitting curve produced by fitting the experimental results of both methods, which showed V_B between $1.0418-1.845 \mu\text{m}\cdot\text{hr}^{-1}$ for the same normalities, in addition to good agreement with results of other studies using different methods.

Authors Index

Al-Abasee S.M.B.....	33
Al-Abdullah A. I. M.....	1
Al-Khashab M. A.....	1
Al-Nia'emi S. H. S.	17,33
Alobayde M. A.....	27
Al-Rawass A.S.....	33
Kasasbeh O.	7
Kasim Y. Y.	17
Khaleel S.E.	27
Tashtoush N. M.....	7

Subject Index

Absorption coefficient	7
Cosmology	27
Electron optical properties	1
Electrostatic immersion lens	1
Electrostatic lens design.....	1
Extinction coefficient.....	7
General relativity	27
Gravitational red shift	27
Neutron star.....	27
Optical constants.....	7
Radiation emission.....	27
Refractive index.....	7
Vanadium Penoxide.....	7

طرائق البحث (التجريبية / النظرية): يجب أن تكون هذه الطرائق موضحة بتفصيل كاف لإتاحة إعادة إجرائها بكفاءة، ولكن باختصار مناسب، حتى لا تكون تكرارا للطرائق المنشورة سابقا.

النتائج: يستحسن عرض النتائج على صورة جداول وأشكال حيثما أمكن، مع شرح قليل في النص ومن دون مناقشة تفصيلية.

المناقشة: يجب أن تكون موجزة وتركز على تفسير النتائج.

الاستنتاج: يجب أن يكون وصفا موجزا لأهم ما توصلت إليه الدراسة ولا يزيد عن صفحة مطبوعة واحدة.

الشكر والعرفان: الشكر والإشارة إلى مصدر المنح والدعم المالي يكتبان في فقرة واحدة تسبق المراجع مباشرة.

المراجع: يجب طباعة المراجع بأسطر مزدوجة ومرقمة حسب تسلسلها في النص. وتكتب المراجع في النص بين قوسين مربعين. ويتم اعتماد اختصارات الدوريات حسب نظام Wordlist of Scientific Reviewers.

الجدول: تعطى الجداول أرقاما متسلسلة يشار إليها في النص. ويجب طباعة كل جدول على صفحة منفصلة مع عنوان فوق الجدول. أما الحواشي التفسيرية، التي يشار إليها بحرف فوقي، فتكتب أسفل الجدول.

الرسوم التوضيحية: يتم ترقيم الأشكال والرسومات والرسومات البيانية (المخططات) والصور، بصورة متسلسلة كما وردت في النص.

تقبل الرسوم التوضيحية المستخرجة من الحاسوب والصور الرقمية ذات النوعية الجيدة بالأبيض والأسود، على ان تكون أصيلة وليست نسخة عنها، وكل منها على ورقة منفصلة ومعرفة برقمها بالمقابل. ويجب تزويد المجلة بالرسومات بحجمها الأصلي بحيث لا تحتاج إلى معالجة لاحقة، وألا تقل الحروف عن الحجم 8 من نوع Times New Roman، وألا تقل سماكة الخطوط عن 0.5 وبكثافة متجانسة. ويجب إزالة جميع الألوان من الرسومات ما عدا تلك التي ستنتشر ملونة. وفي حالة إرسال الرسومات بصورة رقمية، يجب أن تتوافق مع متطلبات الحد الأدنى من التمايز (1200 dpi Resolution) لرسومات الأبيض والأسود الخطية، و 600 dpi للرسومات باللون الرمادي، و 300 dpi للرسومات الملونة. ويجب تخزين جميع ملفات الرسومات على شكل (jpg)، وأن ترسل الرسوم التوضيحية بالحجم الفعلي الذي سيظهر في المجلة. وسواء أرسل المخطوط بالبريد أو عن طريق الشبكة (Online)، يجب إرسال نسخة ورقية أصلية ذات نوعية جيدة للرسومات التوضيحية.

مواد إضافية: تشجع المجلة الباحثين على إرفاق جميع المواد الإضافية التي يمكن أن تسهل عملية التحكيم. وتشمل المواد الإضافية أي اشتقاقات رياضية مفصلة لا تظهر في المخطوط.

المخطوط المنقح (المعدل) والأقراص المدمجة: بعد قبول البحث للنشر وإجراء جميع التعديلات المطلوبة، فعلى الباحثين تقديم نسخة أصلية ونسخة أخرى مطابقة للأصلية مطبوعة بأسطر مزدوجة، وكذلك تقديم نسخة إلكترونية تحتوي على المخطوط كاملا مكتوبا على Microsoft Word for Windows 2000 أو ما هو استجد منه. ويجب إرفاق الأشكال الأصلية مع المخطوط النهائي المعدل حتى لو تم تقديم الأشكال إلكترونيا. وتخزن جميع ملفات الرسومات على شكل (jpg)، وتقدم جميع الرسومات التوضيحية بالحجم الحقيقي الذي ستظهر به في المجلة. ويجب إرفاق قائمة ببرامج الحاسوب التي استعملت في كتابة النص، وأسماء الملفات على قرص مدمج، حيث يعلم القرص بالاسم الأخير للباحث، وبالرقم المرجعي للمخطوط للمراسلة، وعنوان المقالة، والتاريخ. ويحفظ في مغلف واقٍ.

الفهرسة: تقوم المجلة الأردنية للفيزياء بالإجراءات اللازمة لفهرستها وتلخيصها في جميع الخدمات الدولية المعنية.

حقوق الطبع

يُشكّل تقديم مخطوط البحث للمجلة اعترافاً صريحاً من الباحثين بأن مخطوط البحث لم يُنشر ولم يُقدّم للنشر لدى أي جهة أخرى كانت وبأي صيغة ورقية أو إلكترونية أو غيرها. ويشتترط على الباحثين ملء أنموذج يُنصّ على نقل حقوق الطبع لتصبح ملكاً لجامعة اليرموك قبل الموافقة على نشر المخطوط. ويقوم رئيس التحرير بتزويد الباحثين بإنموذج نقل حقوق الطبع مع النسخة المُرسلة للتنقيح. كما ويُمنع إعادة إنتاج أي جزء من الأعمال المنشورة في المجلة من دون إذن خطّي مُسبق من رئيس التحرير.

إخلاء المسؤولية

إن ما ورد في هذه المجلة يعبر عن آراء المؤلفين، ولا يعكس بالضرورة آراء هيئة التحرير أو الجامعة أو سياسة اللجنة العليا للبحث العلمي أو وزارة التعليم العالي والبحث العلمي. ولا يتحمل ناشر المجلة أي تبعات مادية أو معنوية أو مسؤوليات عن استعمال المعلومات المنشورة في المجلة أو سوء استعمالها.

معلومات عامة

المجلة الأردنية للفيزياء هي مجلة بحوث علمية عالمية متخصصة مُحكمة تصدر بدعم من صندوق دعم البحث العلمي، وزارة التعليم العالي والبحث العلمي، عمان، الأردن. وتقوم بنشر المجلة عمادة البحث العلمي والدراسات العليا في جامعة اليرموك، إربد، الأردن. وتُنشر البحوث العلمية الأصيلة، إضافة إلى المراسلات القصيرة Short Communications، والملاحظات الفنية Technical Notes، والمقالات الخاصة Feature Articles، ومقالات المراجعة Review Articles، في مجالات الفيزياء النظرية والتجريبية، باللغتين العربية والإنجليزية.

تقديم مخطوط البحث

تُرسل نسخة أصلية وثلاث نسخ من المخطوط، مُرفقة برسالة تغطية من جانب الباحث المسؤول عن المراسلات، إلى رئيس التحرير:

أ.د. نهاد عبدالرؤف يوسف،

رئيس التحرير، المجلة الأردنية للفيزياء،

عمادة البحث العلمي والدراسات العليا،

جامعة اليرموك، إربد، الأردن.

هاتف : 00 962 2 72 11 111 / فرعي: 2075

فاكس : 00 962 2 72 11 121

بريد إلكتروني : jjp@yu.edu.jo

تقديم المخطوطات إلكترونياً: اتبع التعليمات في موقع المجلة على الشبكة العنكبوتية.

ويجري تحكيم البحوث الأصيلة والمراسلات القصيرة والملاحظات الفنية من جانب مُحكمين اثنين في الأقل من ذوي الاختصاص والخبرة. وتُشجّع المجلة الباحثين على اقتراح أسماء المحكمين. أما نشر المقالات الخاصة في المجالات الفيزيائية النشطة، فيتم بدعوة من هيئة التحرير، ويُشار إليها كذلك عند النشر. ويُطلب من كاتب المقال الخاص تقديم تقرير واضح يتسم بالدقة والإيجاز عن مجال البحث تمهيداً للمقال. وتُنشر المجلة أيضاً مقالات المراجعة في الحقول الفيزيائية النشطة سريعة التغير، وتُشجّع كاتبي مقالات المراجعة أو مُستكثبيها على إرسال مقترح من صفتين إلى رئيس التحرير. ويُرفق مع البحث المكتوب باللغة العربية ملخص (Abstract) وكلمات دالة (Keywords) باللغة الإنجليزية.

ترتيب مخطوط البحث

يجب أن تتم طباعة مخطوط البحث بينط 12 نوعه Times New Roman، وبسطر مزدوج، على وجه واحد من ورق A4 (21.6 × 27.9 سم) مع حواشي 3.71 سم، باستخدام معالج كلمات ميكروسوفت وورد 2000 أو ما استُجد منه. ويجري تنظيم أجزاء المخطوط وفق الترتيب التالي: صفحة العنوان، الملخص، رموز التصنيف (PACS)، المقدمة، طرق البحث، النتائج، المناقشة، الخلاصة، الشكر والعرفان، المراجع، الجداول، قائمة بدليل الأشكال والصور والإيضاحات، ثم الأشكال والصور والإيضاحات. وتُكتب العناوين الرئيسية بخط غامق، بينما تُكتب العناوين الفرعية بخط مائل.

صفحة العنوان: وتشمل عنوان المقالة، أسماء الباحثين الكاملة وعناوين العمل كاملة. ويكتب الباحث المسؤول عن المراسلات اسمه مشاراً إليه بنجمة، والبريد الإلكتروني الخاص به. ويجب أن يكون عنوان المقالة موجزاً وواضحاً ومعبراً عن فحوى (محتوى) المخطوط، وذلك لأهمية هذا العنوان لأغراض استرجاع المعلومات.

الملخص: المطلوب كتابة فقرة واحدة لا تزيد على مائتي كلمة، موضحة هدف البحث، والمنهج المتبع فيه والنتائج وأهم ما توصل إليه الباحثون.

الكلمات الدالة: يجب أن يلي الملخص قائمة من 4-6 كلمات دالة تعبر عن المحتوى الدقيق للمخطوط لأغراض الفهرسة.

PACS: يجب إرفاق الرموز التصنيفية، وهي متوافرة في الموقع <http://www.aip.org/pacs/pacs06/pacs06-toc.html>.

المقدمة: يجب أن توضّح الهدف من الدراسة وعلاقتها بالأعمال السابقة في المجال، لا أن تكون مراجعة مكثفة لما نشر (لا تزيد المقدمة عن صفحة ونصف الصفحة مطبوعة).

Jordan Journal of

PHYSICSAn International Peer-Reviewed Research Journal issued by the
Support of the Scientific Research Support Fund

Published by the Deanship of Research & Graduate Studies, Yarmouk University, Irbid, Jordan

Name: الأسم:
 Specialty: التخصص:
 Address: العنوان:
 P.O. Box: صندوق البريد:
 City & Postal Code: المدينة/الرمز البريدي:
 Country: الدولة:
 Phone: رقم الهاتف:
 Fax No: رقم الفاكس:
 E-mail: البريد الإلكتروني:
 No. of Subscription: عدد الاشتراكات:
 Method of Payment: طريقة الدفع:
 Amount Enclosed: المبلغ المرفق:
 Signature: التوقيع:

Cheques should be paid to Deanship of Research and Graduate Studies - Yarmouk University.

I would like to subscribe to the Journal
For

- One Year
 Two Years
 Three Years

One Year Subscription Rates

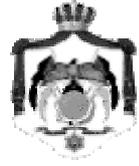
	Inside Jordan	Outside Jordan
Individuals	JD 8	€ 40
Students	JD 4	€ 20
Institutions	JD 12	€ 60

Correspondence**Subscriptions and Sales:**

Prof. Ibrahim O. Abu-AlJarayesh
 Deanship of Research and Graduate Studies
 Yarmouk University
 Irbid – Jordan
Telephone: 00 962 2 711111 Ext. 2075
Fax No.: 00 962 2 7211121



جامعة اليرموك



المملكة الأردنية الهاشمية

المجلة الأردنية

للفيزياء

مجلة بحوث علمية عالية متخصصة محكمة
تصدر بدعم من صندوق دعم البحث العلمي

المجلد (6)، العدد (1)، 2013م / 1434هـ

المجلة الأردنية
للفيزياء
مجلة بحوث علمية عالمية محكمة

المجلد (6)، العدد (1)، 2013م / 1434هـ

المجلة الأردنية للفيزياء: مجلة علمية عالمية متخصصة محكمة تصدر بدعم من صندوق دعم البحث العلمي، وزارة التعليم العالي والبحث العلمي، الأردن، وتصدر عن عمادة البحث العلمي والدراسات العليا، جامعة اليرموك، إربد، الأردن.

رئيس التحرير:

نهاد عبد الرؤوف يوسف

قسم الفيزياء، جامعة اليرموك، إربد، الأردن.
nihadyusuf@yu.edu.jo

هيئة التحرير:

ضياء الدين محمود عرفة

قسم الفيزياء، الجامعة الأردنية، عمان، الأردن.
darafah@ju.edu.jo

نبيل يوسف أيوب

قسم الفيزياء، جامعة اليرموك، إربد، الأردن.
nayoub@yu.edu.jo

جميل محمود خليفة

قسم الفيزياء، الجامعة الأردنية، عمان، الأردن.
jkalifa@ju.edu.jo

سامي حسين محمود

قسم الفيزياء، الجامعة الأردنية، عمان، الأردن.
s.mahmood@ju.edu.jo

مروان سليمان موسى

قسم الفيزياء، جامعة مؤتة، الكرك، الأردن.
mmousa@mutah.edu.jo

ابراهيم عثمان أبو الجرايش

قسم الفيزياء، جامعة اليرموك، إربد، الأردن.
ijaraysh@yu.edu.jo

أكرم عبد المجيد الروسان

قسم الفيزياء التطبيقية، جامعة العلوم والتكنولوجيا الأردنية، إربد، الأردن.
akram@just.edu.jo

سعدي محمود عبد الجواد

قسم الفيزياء الجامعة الهاشمية، الزرقاء، الأردن.
ssadi@hu.edu.jo

سكرتير التحرير: مجدي الشناق

ترسل البحوث إلى العنوان التالي:

الأستاذ الدكتور نهاد عبد الرؤوف يوسف
رئيس تحرير المجلة الأردنية للفيزياء
عمادة البحث العلمي والدراسات العليا، جامعة اليرموك
إربد، الأردن

هاتف 00 962 2 7211111 فرعي 2075

E-mail: jjp@yu.edu.jo

Website: <http://Journals.yu.edu.jo/jjp>

