Jordan Journal of PHYSICS

An International Peer-Reviewed Research Journal

Volume 4, No. 2, 2011, 1432 H

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

EDITOR-IN-CHIEF:

Ibrahim O. Abu Al-Jarayesh Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan. *ijaraysh@yu.edu.jo*

EDITORIAL BOARD:

Dia-Eddin M. Arafah

Department of Physics, University of Jordan, Amman, Jordan. <u>darafah@ju.edu.jo</u>

Nabil Y. Ayoub

Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan. <u>nayoub@yu.edu.jo</u>

Hisham B. Ghassib Princess Sumaya University for Technology, Amman, Jordan.

ghassib@psut.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. <u>mmousa@mutah.edu.jo</u>

Nihad A. Yusuf Department of Physics, Yarmouk University, Irbid, Jordan. <u>nihadyusuf@yu.edu.jo</u>

Khalaf A. Al-Masaid

Department of Applied Physical Sciences, Jordan University Of Science And Technology, Irbid, Jordan. <u>khalaf@just.edu.jo</u>

EDITORIAL SECRETARY: Majdi Al-Shannaq.

Manuscripts should be submitted to:

Prof. Ibrahim O. Abu Al-Jarayesh 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 PHYSICS

An International Peer-Reviewed Research Journal

Volume 4, No. 2, 2011, 1432 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 Universite de Paris 6/IN2P3-CNRS, Tour 33, RdC 4, Place Jussieu, F 75252, Paris Cedex 05, France. auore@Ipnhep.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. <u>Bruno.guiderdoni@olos.univ-lyon1.fr</u>

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. <u>c.gough@bham.ac.uk</u>

Prof. Dr. Desmond Cook

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

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. <u>ott@solid.phys.ethz.ch</u>

Prof. Dr. Herwig Schopper

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

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. <u>i.hofmann@gsi.de</u>

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 Tougan

Chairman of Jordan Atomic Energy Commission, Amman, Jordan.

Prof. Dr. Mark J. Hagmann

Desert Electronics Research Corporation, 762 Lacey Way, North Salt Lake 84064, Utah, U. S. A. <u>MHagmann@NewPathResearch.Com.</u>

Prof. Dr. Nasr Zubeidey

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

Prof. Dr. Patrick Roudeau

Laboratoire de l'Accelerateur, Lineaire (LAL), Universite 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. <u>Peter.mulser@physik.tu-darmstadt.de</u>

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. <u>Rc502@york.ac.uk</u>

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. <u>staketomi@hotmail.com</u>

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

Volume 4, No. 2, 2011, 1432 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 (<u>http://jip.yu.edu.jo</u>).

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 Ibrahim O. Abu Al-Jarayesh 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 <u>http://www.aip.org/pacs/pacs06/pacs06-toc.html</u>)
- **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 ¹/₂ 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 Properities 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 Natt. 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.

Jordan Journal of PHYSICS

An International Peer-Reviewed Research Journal

Volume 4, No. 2, 2011, 1432 H

Table of Contents:		
Review Articles		Pages
Calculation of Thermoelectric Powe at Low Electric Field in Al _x Ga _{1-x} N U Hadi Arabshahi	er and Electron Drift Mobility Using an Iterative Method	59-69
English Articles		Pages
Low Energy Pion Double Charg Dibaryon	ge Exchange Reactions and	71-78
Investigation of the Experimental Rapid Acquisition Pair Distribution	Effects on the Quality of the Function (RA-PDF) Data	79-86
Ahmad S. Masadeh		
Hamilton Formulation of Systems with Caputo's Fractional Derivatives for Continuous Systems Khaled I. Nawafleh and Raed S. Hijjawi		87-90
Arabic Articles		Pages
Showing the Variation of the Hubbl Models	le Constant for Different Lens	
لعدسات	بيان تباين قيم ثابت هبل باختلاف نماذج ا	91-95
M. A. Alobayde	مؤيد عزيز العبيدي	
Paschen like Behavior in Argon RF	Discharge	
الراديوي في غاز الأركون	تشابه التصرف مع علاقة باشن في التفريغ	97-105
Ahmad S. Masadeh	ياسر عبد الجواد عبد الله الجوادي	
Estimation of the Net Solar Radiation in Iraq and it's Relation with Radiation and Weather Parameters		107.124
وعلاقته ببعض المتغيرات الإشعاعية والمناخية Waleed Al-Rijabo and Firas Younes	تخمين صافي الإشعاع الشمسي في العراق وليد اسمير الرجبو وفراس حازم يونس	107-124

Jordan Journal of Physics

REVIEW ARTICLE

Calculation of Thermoelectric Power and Electron Drift Mobility at Low Electric Field in Al_xGa_{1-X}N Using an Iterative Method

Hadi Arabshahi

Department of Physics, Payame Nour University of Fariman, Fariman, Iran.

Received on: 21/12/2010;	Accepted on: 10/1/2011

Abstract: An iteration calculation has been carried out to study electron transport properties in $Al_xGa_{1-x}N$ lattice-matched to GaN. The two-mode nature of the polar optic phonons is considered jointly with deformation potential acoustic, piezoelectric, ionized impurity and alloy scattering. Band non-parabolicity, admixture of *p*-functions, arbitrary degeneracy of the electron distribution and the screening effects of the free carriers on the scattering probabilities are incorporated. Electron drift mobility and thermoelectric power are calculated for different temperature and doping dependencies. It is found that the electron drift mobility decreases monotonically as the temperature increases from 100 K to 400 K. The low temperature value of electron mobility is also found to decreases significantly with increasing doping concentration. The agreement of iterative results with the available experimental data is found to be satisfactory.

Keywords: Iteration method; Thermoelectric power; Piezoelectric; Electron drift mobility.

1. Introduction

Gallium nitride has long been considered promising material for electronic and optoelectronic device applications [1-4]. The wide and direct energy gap, large breakdown field, high thermal conductivity and favorable electron-transport characteristics, make the GaN ideally suited for high-power and high-speed applications. While initial efforts to study this material were hindered by growth difficulties, recent improvements in the material quality have made the realization of a number of GaN-based devices possible. In particular, lasers [5], transistors and photodetectors [6] have been materials. fabricated with these These developments have fueled considerable interest in the GaN material.

In order to analyze and improve the design of GaN-based devices, an understanding of the electron transport that occurs within this material is necessary. While electron transport in bulk GaN has been extensively examined [7-9], the sensitivity of these results to variations in the

material parameters has yet to be considered. Electron mobility in the ternary alloy has been measured; Monte Carlo calculations of mobility have also been performed [10]. In the mean time our knowledge of the basic parameters and of the scattering mechanisms for the alloy has improved. Particularly, it is now known that the polar-phonon scattering which is the dominant lattice scattering mechanism in the ternary alloy, has a two-mode character [11]. It is important to calculate the transport coefficients using such currently available information on scattering mechanisms and material parameters. We use such information in the present paper to calculate electron mobility and thermoelectric power in the Al_xGa_{1-x}N alloy. We consider band nonparabolicity, admixture of *p*-type valence-band wave functions, degeneracy of the electron distribution to any arbitrary degree and the screening effects of free carriers on the scattering probabilities. Electrons in bulk material suffer intravalley scattering by polar optical, non-polar optical, alloy, acoustic phonons, piezoelectric, plasmon and ionized impurity scattering.

Acoustic and piezoelectric scattering are assumed elastic and the absorption and emission rates are combined under the equipartition approximation which is valid for lattice temperatures above 77 K. Elastic ionized impurity scattering is described using the screened Coulomb potential of the Brooks-Herring model [12]. The Boltzmann equation is solved iteratively for our purpose, jointly incorporating the effects of all the scattering mechanisms. Our calculated results are compared with the available experimental data on both the temperature and the compensation dependence of mobility.

This paper is organized as follows. Details of the iterative model and the electron mobility and thermoelectric power calculations are presented in section 2 and the results of iterative calculations carried out on $Al_xGa_{1-x}N$ structures are interpreted in section 3 and finally conclusions are drawn in section 4.

2. Theoretical model

In principle the iterative technique gives exact numerical prediction of electron mobility in bulk semiconductors. To calculate mobility, we have to solve the Boltzmann equation to get the modified probability distribution function under the action of a steady electric field. Here, we have adopted the iterative technique for solving the Boltzmann transport equation. Under application of a uniform electric field the Boltzmann equation can be written as

$$(\frac{e}{\hbar})E.\nabla_{k}f = \oint [s'f'(1-f) - sf(1-f')] dk \quad (1)$$

where f = f(k) and f'=f(k') are the probability distribution functions and s = s(k,k') and s' = s(k',k) are the differential scattering rates. If the electric field is small, we can treat the change from the equilibrium distribution function as a

perturbation which is first order in the electric field. The distribution in the presence of a sufficiently small field can be written quite generally as

$$f(k) = f_0(k) + g(k)\cos\theta$$
(2)

where, $f_0(k)$ is the equilibrium distribution function, θ is the angle between k and E and g(k) is an isotropic function of k, which is proportional to the magnitude of the electric field. In general, contributions to the differential scattering rates come from two types of scattering processes, elastic scattering, s_{el} , due to acoustic, impurity, plasmon and piezoelectric phonons, and inelastic scattering, s_{inel} , due to polar optic phonons

$$s(k,k') = s_{el}(k,k') + s_{inel}(k,k')$$
(3)

The polar phonon energy is quite high (~92 mev) in case of GaN. Hence, this scattering process cannot be treated within the framework of the relaxation time approximation (RTA) because of the possibility of the significant energy exchange between the electron and the polar optic modes. In this case, s_{inel} represents transitions from the state characterized by k to k, either by emission $[s_{em}(k,k')]$ or by absorption $[s_{ab}(k,k')]$ of a phonon. The total elastic scattering rate will be the sum of all the different scattering rates which are considered as elastic processes, i.e. acoustic, piezoelectric, ionized impurity, and electron-plasmon scattering. In the case of polar optic phonon scattering, we have to consider scattering-in rates by phonon emission and absorption as well as scattering-out rates by phonon absorption and emission. Using Boltzmann equation and considering all differential scattering rates, the factor g(k) in the perturbed part of the distribution function f(k) can be given by

$$g(k) = \frac{\frac{-eE}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial k} + \sum \int g' \cos \varphi [s_{inel}'(1-f') + s_{inel}f'] dk}{\sum \int (1-\cos\varphi) s_{el} dk + \sum \int [s_{inel}'(1-f') + s_{inel}'f'] dk}$$
(4)

Note, the first term in the denominator is simply the momentum relaxation rate for elastic scattering. It is interesting to note that if the ★ initial distribution is chosen to be the equilibrium distribution, for which g(k) is equal to zero, we get the relaxation time approximation result after the first iteration. We have found that convergence can normally be achieved after only

$\label{eq:calculation} Calculation of Thermoelectric Power and Electron Drift Mobility at Low Electric Field in Al_xga_{1-x}N \ Using an Iterative Method$

a few iterations for small electric fields. Once g(k) has been evaluated to the required accuracy, it is possible to calculate quantities such as the drift mobility which is given by

$$\mu_{d} = \frac{\hbar}{3m} \frac{\int_{0}^{\infty} k^{3} \frac{g(k)}{Ed} dk}{\int_{0}^{\infty} k^{2} f(k) dk}$$
(5)

where *d* is defined as $1/d = m\nabla_k E/\hbar^2 k$. Here, we have calculated low field drift mobility in Al_xGa_{1-x}N structure using the iterative technique. In the following sections electron-phonon, electron-impurity, electron-plasmon and alloy scattering mechanisms will be discussed.

A. Deformation potential scattering

The acoustic modes modulate the interatomic spacing. Consequently, the position of the conduction and valence band edges and the energy band gap will vary with position because of the sensitivity of the band structure to the lattice spacing. The energy change of a band edge due to this mechanism is defined by a deformation potential and the resultant scattering of carriers is called deformation potential scattering. The energy range involved in the case of scattering by acoustic phonons is from zero to $2\hbar v_s k$, where v_s is the velocity of sound, since momentum conservation restricts the change of phonon wave-vector to between zero and 2k, where k is the electron wave-vector. Typically, the average value of k is of the order of 10^7 cm⁻¹ and the velocity of sound in the medium, is of the order of 10^5 cms⁻¹. Hence, $2\hbar v_c k \sim 1$ meV, which is small compared to the thermal energy at room temperature. Therefore, the deformation potential scattering by acoustic modes can be considered as an elastic process except at very low temperature. The deformation potential scattering rate with either phonon emission or absorption for an electron of energy E in a non- \blacktriangle parabolic band is given by Fermi's golden rule as [13-14]

$$S_{ac}(k,k') = \frac{\sqrt{2}D_{ac}^{2}(m_{t}^{*}m_{l}^{*})^{1/2}K_{B}T}{\pi\rho v^{2}\hbar^{4}} \times \frac{\sqrt{E(1+\alpha E)}}{(1+2\alpha E)} [(1+\alpha E)^{2}+1/3(\alpha E)^{2}]$$
(6)

where D_{ac} is the acoustic deformation potential, ρ is the material density and α is the nonparabolicity coefficient. This formula clearly shows that the acoustic scattering increases with temperature.

B. Piezoelectric scattering

The second type of electron scattering by acoustic modes occurs when the displacements of the atoms create an electric field through the piezoelectric effect. This can occur in the compound semiconductors such as the III-V and II-VI materials including GaN, which in fact has a relatively large piezoelectric constant. The piezoelectric scattering rate for an electron of energy E in an isotropic, parabolic band has been discussed by Ridley [15] who included the modification of the Coulomb potential due to free carrier screening. The screened Coulomb potential is written as

$$V(r) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_s} \cdot \frac{\exp(-q_0r)}{r}$$
(7)

where ε_s is the relative dielectric constant of the material and q_0 is the inverse screening length, which under non-degenerate conditions is given by

$$q_0^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_s k_B T}$$
(8)

where n is the electron density. The expression for the scattering rate of an electron in a nonparabolic band structure retaining only the important terms can be written as [13-14]

$$R_{pz}(k) = \frac{\sqrt{m^* e^2 K_{av}^2 K_B T}}{4\sqrt{2}\pi\hbar^2 \varepsilon_0 \varepsilon_s} \gamma^{-1/2} (E)(1+2\alpha E)^2 \times \left[\ln(1+\frac{8m^* \gamma(E)}{\hbar^2 q_0^2} - \frac{1}{1+\hbar^2 q_0^2/8m^* \gamma(E)} + \left(\frac{\sqrt{2}\alpha E}{1+2\alpha E}\right)^2 \right]$$
(9)

where K_{ac} is the dimensionless so called average electromechanical coupling constant.

C. Polar optical phonon scattering

The dipolar electric field arising from the opposite displacement of the negatively and positively charged atoms provides a coupling between the electrons and the lattice which results in electron scattering. This type of scattering is called polar optical phonon scattering and at room temperature is generally the most important scattering mechanism for electrons in III-V semiconductors. This is also the case in GaN despite the fact that the optical phonon energy is particularly high at ~92 meV which suppresses the phonon population and also electrons must reach that energy before phonon emission is possible. The scattering rate due to this process for an electron of energy E in an isotropic, non-parabolic band is [13-14]

$$R_{po}(k) = \frac{\sqrt{2m^*}e^2\omega_{op}}{8\pi\varepsilon_0\hbar} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_s}\right) \frac{1+2\alpha E'}{\gamma^{1/2}(E)} \\ \times F_0(E,E') \left\{N_{op}, N_{op} + 1\right\}$$
(10)

where

$$F_{0}(E, E') = C^{-1} \left\{ A \ln \left| \frac{\gamma(E)^{1/2} + \gamma(E')^{1/2}}{\gamma(E)^{1/2} - \gamma(E')^{1/2}} \right| + B \right\}$$

$$A = \left[2(1 + \alpha E)(1 + \alpha E') + \alpha(\gamma + \gamma') \right]^{2}$$

$$B = -2\alpha \gamma^{1/2} \gamma^{1/2} \left[4(1 + \alpha E)(1 + \alpha E') + \alpha(\gamma + \gamma') \right]$$

$$C = 4(1 + \alpha E)(1 + \alpha E')(1 + 2\alpha E)(1 + 2\alpha E')$$
(11)

where N_{op} is the phonon occupation number and the upper and lower cases refer to absorption and emission, respectively. For small electric fields, the phonon population will be very close to equilibrium so that the average number of phonons is given by the Bose-Einstein distribution

$$N_{op} = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega_{op}}{K_B T}) - 1}$$
(12)

where $\hbar \omega_{ov}$ is the polar optical phonon energy.

D. Non-polar optical phonon scattering

Non-polar optical phonon scattering is similar to deformation potential scattering, in that the deformation of the lattice produces a perturbing potential but in this case the deformation is carried by optical vibrations. The non-polar optical phonon scattering rate in non-parabolic bands is given by [13-14]

$$R_{npo}(k) = \frac{D_{od}^{2} (m_{t}^{*2} m_{l}^{*})^{1/2}}{\sqrt{2}\pi \hbar^{3} \rho \omega_{op}} (1 + 2\alpha E) \gamma^{1/2}(E) \left[N_{op}, N_{op} + 1 \right]$$
(13)

where D_{od} is the optical deformation potential and $E = E' \pm \hbar \omega_{op}$ is the final state energy phonon absorption (upper case) and emission (lower case).

E. Intravalley impurity scattering

The standard technique for dealing with ionized impurity scattering in semiconductors is the Brook-Herring (BH) technique [15], which is based on two inherent approximations. First, is the first order Born approximation and second is the single ion screening approximation. These two approximations essentially lead to a poor fit to the experimental mobility data [16]. Several attempts have been made to modify the BH technique phenomenologically [17]. It has been shown that phase-shift analysis of electronimpurity scattering is the best way to overcome the Born approximation. Departure from the BH predictions of electron mobility is evident at higher electron concentrations. Meyer and Bartoli [18-19] have provided an analytic treatment based on phase-shift analysis taking into account the multi-ion screening effect and finally been able to overcome both the approximations. All the previous techniques of impurity screening by free electrons in semiconductors were based on the Thomas-Fermi (TF) approximation which assures that a given impurity should be fully screened. The breakdown of the single-ion screening formalism becomes prominent in the strong screening regime, where the screening length calculated through TF theory becomes much shorter than the average distance between the impurities and hence neighboring potentials do not overlap significantly. This essentially leads to a physically unreasonable result. In the case of high compensation, the single-ion screening formalism becomes less relevant, because in order to maintain the charge neutrality condition, it would be more difficult for a given number of electrons to screen all the ionized donors separately. In the case of GaN, the compensation ratio is usually quite large, and the ratio $N_{\rm p}^+/n$ is also temperature dependent. Hence the multi-ion screening correction is very essential in GaN. The effective potential of an ionized impurity scattering center is spherically symmetric in nature, so one can use phase-shift analysis to

Calculation of Thermoelectric Power and Electron Drift Mobility at Low Electric Field in Al_xga_{1-x}N Using an Iterative Method

find the differential scattering rate s(k,k') more accurately. The effective potential V(r) due to an ionized impurity can be expressed as: $V(r) = -(Z_1 e^2)/(4\pi \varepsilon_0 \kappa_0 r) e^{-r/\lambda}$, where Z_1 is the charge of the ionized impurity in units of e and λ is the screening length. The standard technique to find out the screening length is the TF approach which is based on single ion screening approximation. In TF one can calculate the charge contribution q_i to the screening of a single ionized donor by an electron of energy E_i and is given by $q_i = -(2e^3\lambda^2 / \varepsilon_0\kappa_0 E_i V)$. In the case of multi-ion problem, the TF approach can be generalized to find out the effective charge contribution due to an electron to screen all ionized donors and can be given by: $Q_i = -(2e^3 N_D^+ \lambda^2 / \varepsilon_0 \kappa_0 E_i)$. Total screening charge exactly neutralizes the ionized donors, when Q_i is summed over all electronic states

$$\sum_{i} -\frac{Q_{i}}{e} f_{0}(E_{i}) = N_{D}^{+}$$
(14)

For the sufficiently low energy electrons, Q_i can be greater than the electronic charge, which is physically unreasonable. One way to tackle this problem is to introduce a factor S_i such that

$$S_i(E_i) = \frac{E_i}{\xi} \tag{15}$$

where $\xi = (2N_D^+ c^2 \lambda^2 / \varepsilon_0 k_0)$, Q_i will be modified to $Q_i = Q_i S_i$ in equation 14. For the low energy electrons the contribution will be -e. Since the total contribution to the screening by the low energy electrons has been effectively decreased, equation 14 no longer holds. However, if the screening length λ is more than the average distance between the donors, it is not necessary to insist that each donor be fully screened, only it is required that overall charge neutrality should be preserved. Electrons in the overlap region can provide screening to both the ionized donors. Here we can define a factor p, which would be the fraction of the total charge, which is contained within a sphere of radius R surrounding the donor. Hence equation 14 will be modified as

$$\sum_{i} -\frac{Q_{i}^{*}}{e} f_{0}(E_{i}) = p N_{D}^{+}$$
(16)

where $Q_i = p Q_i S_i$. The screening charge requirement will be fulfilled by adjusting the

screening length until equation 16 is satisfied and is given by:

$$\lambda_m^{-2} = \eta \lambda_0^{-2} \tag{17}$$

where λ_m is multi-ion screening length and λ_0 is TF screening length. The differential scattering rate for ionized impurity can be given as

$$S_{ii}(k,k') = \frac{8\pi^3 \hbar^3}{m^{*2} V^2} |f(X)|^2 \delta[E(k') - E(k)]$$
(18)

Where the scattering amplitude f(X) depends on the phase shift δ_1 and Legendre polynomial P_1 and is given by

$$f(X) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1)P_l(X)$$
(19)

It has already been mentioned that in n-type GaN the activation energy of the donors is quite large, which keeps a large number of donors neutral at low temperatures. Neutral impurity scattering has been dealt with previously using the Erginsoy expression [20] which is based on electron scattering by a hydrogen atom and a scaling of the material parameters. It has been shown that an error as high as 45% results in the neutral impurity scattering cross section with this simple model. Meyer and Bartoli [18-19] have given a phase shift analysis treatment based on the variation results of Schwartz [21] to calculate the neutral impurity cross section, which is applicable for a larger range of electron energy.

F. Intravalley alloy scattering

Alloy scattering refers to the scattering due to the random distribution of the component atoms of the alloy among the available lattice sites. Harrison *et al.* [22] assumed that the alloy crystal potential can be described as a perfectly periodic potential which is then perturbed by the local deviations from this potential, due to the disordering effects in the alloy. Using the Harrison model [22], the scattering rate due to the chemical disorder in a ternary alloy of electrons in a non-parabolic band is given by [13-14]

$$R_{alloy}(k) = \frac{4\sqrt{2}\pi m^{*3/2} r_0^6}{9\hbar^4} \frac{x (1-x)(\Delta U)^2}{\Omega^2} \\ \times \gamma^{1/2}(E)(1+2\alpha E)$$
(20)

where x denotes the molar fraction of one of the binary components of the alloy, Ω is the volume

of the primitive cell and ΔU is the spherical scattering potential.

G. Intravalley scattering due to optical phonons

The constant energy surfaces for the conduction band of GaN derive from several valleys. Thus, under the application of high electric field, electrons can be scattered from an initial state in a certain valley to a final state in a non-equivalent valley. For example, in wurtzite GaN this process occurs when an electron in the

 Γ valley is heated and is able to transfer to the higher *U* and *K* valleys. In the case of Γ to zone edge valley scattering the process involves a substantial change of electron wave-vector. Acoustic and optical phonons of sufficiently large wave-vector can effect the transition but in view of the large wave-vectors involved it is normal to treat all processes like deformation scattering by optical phonons. Then the total nonequivalent intervalley scattering rate from a state *k* in a certain valley to a set of Z_f different valleys is given by [13-14]

$$R_{equiv}(k) = \frac{(D_t K)_i^2 Z_f (m_t^{*2} m_l^{*})^{1/2}}{\sqrt{2}\pi\rho\omega_{op}\hbar^3} (\varepsilon \pm \hbar\omega_{op} - \Delta\varepsilon_{fi})^{1/2} \times \left[1 + 2\alpha(\varepsilon \pm \hbar\omega_{op} - \Delta\varepsilon_{fi})\right] \left[N_{op}, N_{op} + 1\right]$$

$$(21)$$

where $\hbar \omega_{op}$ is the optical phonon energy and \bigstar $\Delta \varepsilon_{fi}$ is the difference between the energies of the bottoms of the final and initial valleys. $(D_t K)_i$ is the coupling constant, which depends on the initial and final valleys and the branch of phonons involved in the transition. N_{op} is the phonon occupation number, with the upper and lower cases corresponding to phonon absorption and emission, respectively.

H. Electron-plasmon scattering

The electron-plasmon interaction Hamiltonian can be written in random phase approximation as [23]

$$H_{\rm int} = \sum M_q (a_q c_{k+q}^+ c_k + a_{-q}^+ c_{k+q}^+ c_k)$$
(22)

Here a_q^+ , a_q and c_k^+ , c_k are the creation and annihilation operators for plasmons and electrons, respectively. The matrix element

$$M_{q} = \sqrt{\frac{e^{2}\hbar^{3}}{8\Omega\varepsilon m^{*2}\omega_{p}(q)}} \cdot (2qk + q^{2})/q$$
(23)

where $\omega_p(q)$ is the dispersion relation for plasmons, q and k are the plasmon and electron momenta, respectively, e and m* are the charge and effective mass of an electron, ε the background dielectric constant, and Ω the realspace volume. The first term in parentheses in equation 22 describes the plasmon absorption process which obeys the energy conservation law as

$$\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k = \hbar \omega_p(q) \ge 0 \tag{24}$$

where ε_k is the energy of electron with momentum *k*. In a similar manner, the plasmon emission process, in accordance with the second term in parentheses in equation 22, is governed by the energy conservation law which can be written as

$$\varepsilon_k - \varepsilon_{k+q} = \hbar \omega_p(q) \ge 0 \tag{25}$$

Note that equation 24 describes the emission of plasmon with momentum -q. To impart a more conventional form to the energy conservation law, replace the variable of summation q in terms governing the plasmon emission in equation 1 by -q. Then we can rewrite equation 22 as

$$H_{\rm int} = \sum (M_q a_q c_{k+q}^+ c_k + M_{-q} a_q^+ c_{k-q}^+ c_k)$$
(26)

The notation of equation 22 leads to the following form of the energy conservation law for the emission processes

$$\varepsilon_k - \varepsilon_{k-q} = \hbar \omega_p(q) \ge 0 \tag{27}$$

From the Fermi Golden rule, we can calculate the electron-plasmon scattering rates for emission W_e and absorption W_a

$$W_{e,a}(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{\Omega dq}{8\pi^3} \left| \left\langle f \left| H_{\text{int}} \right| i \right\rangle \right|^2 \right|$$

$$\times \delta \left[\varepsilon_{k} - \varepsilon_k \pm \hbar \omega_p(q) \right] \right|$$
(28)

where k and k' are electron momenta in an initial state $|i\rangle$ and a final state $|f\rangle$, respectively. Here and further the upper signs in formulae correspond to the plasmon emission, whereas the lower ones do to the plasmon absorption. By using equation 22 and the energy conservation

Calculation of Thermoelectric Power and Electron Drift Mobility at Low Electric Field in Al_xga_{1.x}N Using an **Iterative Method**

requirements in the forms of equations 24 and 26 which are consistent with this notation of H_{int} , equation 28 becomes

$$W_{e,a}(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{\Omega dq}{8\pi^3} M_{\mp q}^2 \delta \Big[\varepsilon_{k\mp q} - \varepsilon_k \pm \hbar \omega_p(q) \Big] \times \Big\{ (N_q + 1)_{em}; (N_q)_{ab} \Big\}$$
(29)

where $N_{\rm q}$ is the Bose-Einstein distribution function for plasmons. The integration bounds with respect to q are defined from the following conditions

$$\omega_{p}(q) \leq \hbar kq / m^{*} \mp \hbar q^{2} / 2m^{*}$$

$$\omega_{p}(q) \geq \hbar k_{f} q / m^{*} + \hbar q^{2} / 2m^{*}$$
(30)

where k_f is the electron momentum at the Fermi surface.

I. Thermoelectric power

The thermoelectric power Q, is the ratio of electric field E to temperature gradient ∇T across an open-circuited crystal, i.e., the electron current density J is set equal to zero. Theoretically, the current density in the presence of electric field *E* and temperature gradient ∇T in an isotropic crystal is

$$J = \sigma \left[E - (\nabla E_F / e) - Q \right]$$
(31)

where σ is the conductivity and E_F is the Fermi energy. Equation 31 is valid for the small driving

forces considered here, for which
$$\sigma$$
 and Q are
independent of the field strengths. When $J = 0$,
as in the open-circuit measurement of Q , the
crystal maintains equilibrium so that $\nabla E_F = 0$
and

$$Q = E / (\partial T / \partial z) \tag{32}$$

which is the defining equation for Q. The temperature gradient is taken parallel to the zaxis. Since all driving forces are small, the transport coefficients σ and Q are constant and equation 32 yields Q also in the short-circuit case when E = 0

$$Q = \left[\frac{\partial E_F}{\partial z} / e + \frac{J}{\sigma}\right] / \frac{\partial T}{\partial z}$$
(33)

Substitution Poisson's equation and Fermi-Dirac distribution function in equation 33, the thermoelectric power is

$$Q = \frac{k}{e} \left[\frac{\int k^2 f(1-f)(E/T)dk}{\int k^2 f(1-f)dk} - \frac{E_F}{kT} \right] - \frac{J/\sigma}{\partial T/\partial z}$$
(34)

Important parameters used throughout the simulations are listed in Table 1.

٦

Table 1: Valley and material parameters of energy band structure for wurtzite structure of GaN and Al_{0.2}Ga_{0.8}N used in the present model [5-11].

	GaN	Al _{0.2} Ga _{0.8} N
Density ρ (kgm ⁻³)	6150	6810
Longitudinal sound velocity v _s (ms ⁻¹)	6560	6240
Low-frequency dielectric constant ε_s	9.5	15.3
High-frequency dielectric constant ε_{∞}	5.35	8.4
Acoustic deformation potential (eV)	8.3	7.1
Polar optical phonon energy (eV)	0.0995	0.089
Γ-valley effective mass (m*)	0.2	0.11
U-valley effective mass (m*)	0.4	0.4
K-valley effective mass (m*)	0.3	0.3
Γ -valley nonparabolicity (eV ⁻¹)	0.189	0.419
U-valley nonparabolicity (eV ⁻¹)	0.065	0.065
K-valley nonparabolicity (eV ⁻¹)	0.7	0.7

3. Calculation results

Low field electron mobility in Al_xGa_{1-x}N as a temperature function of and doping concentration has been performed by Morkoc [24] and Udayan et al. [25]. Their calculations show that an electron mobility as high as 900 could be achieved in case of $cm^2V^{-1}s^{-1}$ uncompensated Al_xGa_{1-x}N at room temperature. In the case of high quality samples with very low compensation, a mobility of more than 800 $cm^2V^{-1}s^{-1}$, at room temperature, with a similar doping concentration has been reported. On the other hand, there has been very little work on the calculation of low field electron mobility in $Al_xGa_{1-x}N$. Wang *et al.* [26] have used the variational principle to calculate low field electron mobilities and compared their results with fairly old experimental data. They have tried to fit the experimental data with an overestimated compensation ratio. In old samples, low electron mobility was due to poor substrate and buffer quality and other growth related problems. The iterative technique has been used by Rode and Gaskill [2] for low field electron mobility in GaN for the dependence of mobility on electron concentration, but not on temperature, and ionized impurity scattering has been estimated within the Born approximation, which might be the reason for poor fitting at high electron concentrations.

Here we have performed a series of low-field electron mobility calculations in Al_xGa_{1-x}N structure. Low field mobilities have been derived using iteration method. Fig. 1 shows the temperature dependence of electron drift mobility in Al_xGa_{1-x}N for x = 0.2, 0.4 and 0.5. In curve 1, the carrier concentration is taken to be n $= 10^{17}$ cm⁻³. The ionized impurity concentration is put equal to the electron concentration. In curve 2, *n* is taken to be $n = 5 \times 10^{17}$ cm⁻³ and in curve 3, *n* is given the value of 10^{18} cm⁻³. The results plotted in figure 1 indicate that the electron drift mobility decrease with increasing temperature due to increasing optical phonon scattering rate. Also it can be seen that with increasing compensation from 0.2 to 0.5 the calculated electron drift mobility is decreased due to a higher impurity scattering rate. This is also largely due to the higher Γ valley effective mass in the higher compensation ratio.



FIG.1. Variation of electron drift mobility with temperature for $Al_xGa_{1-x}N$ lattice-matched to GaN, for x = 0.2 (curve 1), x = 0.4 (curve 2) and x = 0.5 (curve 3). In curve 1, $n = 10^{17}$ cm⁻³, in curve 2, $n = 5 \times 10^{17}$ cm⁻³ and in curve 3, $n = 10^{18}$ cm⁻³.

Fig. 2 shows the calculated variation of the electron mobility as a function of the donor concentration for different compensation ratio. The mobility does not vary monotonically between donor concentrations of 10^{17} and 10^{18}

cm⁻³ due to the dependence of electron scattering on donor concentration, but reaches to a value of 850 and 550 cm²V⁻¹s⁻¹ for donor concentrations of 10^{17} and 10^{18} cm⁻³, respectively.

Calculation of Thermoelectric Power and Electron Drift Mobility at Low Electric Field in Al_xga_{1-x}N Using an Iterative Method



FIG.2. Variation of electron drift mobility with different compensation ratio for $Al_xGa_{1-x}N$ latticematched to GaN at room temperature. Calculated curves are for $n = 10^{17}$ cm⁻³, $n = 5 \times 10^{17}$ cm⁻³ and $n = 10^{18}$ cm⁻³.

In order to understand the scattering mechanisms which limit the mobility of $Al_xGa_{1-x}N$ under various conditions, we have performed calculations of the electron drift mobility when particular scattering processes are ignored. The solid curve in Fig. 3 shows the calculated mobility for including all scattering mechanisms whereas the dashed, dotted, and

open circle curves show the calculated mobility without ionized impurity, piezoelectric and polar optical scattering, respectively. It can be seen that below 300 K the ionized impurity scattering is dominant while at the higher temperatures electron scattering is predominantly by optical modes.



FIG.3. Comparison of electron drift mobility in wurtzite $Al_xGa_{1-x}N$ with donor concentration of $n = 10^{17}$ cm⁻³ and when individual scattering processes are ignored. The effect of Γ -valley non-parabolicity is also shown.

Thus the marked reduction in mobility at low temperatures seen in Fig. 3 can be ascribed to impurity scattering and that at high temperatures to polar optical phonon scattering. In figure 3 the mobility in the absence of band non-parabolicity is plotted as a dash-dot curve. Non-parabolicity leads to approximately a 8% reduction relative to the mobility for parabolic band at room temperature. This is because non-parabolicity increases the electron effective mass and also the scattering rates through the density of states.

The temperature variation of thermoelectric power Q for x = 0.2 is shown in Fig. 4. The magnitude of Q increases with temperature mainly because the material becomes more nondegenerate with a rise in temperature. Also, assuming that the material is uncompensated, the thermoelectric power for $n = 10^{18}$ (curve 3) is larger in magnitude than for $n = 10^{17}$ (curve 1) since the Fermi level is higher in the latter case. Considering curves 1 and 3, we find that the magnitude of Q for a compensated sample is larger. This is due to the enhancement of ionized impurity scattering.

The room temperature values of Q for an uncompensated material are plotted as a function of x in figure 5. The effective mass decreases with x, causing an upward movement of the Fermi level with a rise in x. This results in the decrease of Q with increasing x. It is clear from Fig. 5 that inclusion of ionized impurity scattering enhances Q while that of alloy scattering reduces Q. Our calculated results on thermoelectric power could not be compared with experiments since no such data could be traced in the literature.



FIG.4. Temperature dependence of thermoelectric power of Al_xGa_{1-x}N lattice-matched to GaN for x = 0.2. In curve 1, $n = 10^{17}$, in curve 2, 5×10^{17} and in curve 3, $n = 10^{18}$ cm⁻³.



FIG.5. Compensation dependence of room temperature values of thermoelectric power of $Al_xGa_{1-x}N$ lattice-matched to GaN. In curve 1, $n = 10^{17}$, in curve 2, 5×10^{17} and in curve 3, $n = 10^{18}$ cm⁻³.

$\label{eq:calculation} Calculation of Thermoelectric Power and Electron Drift Mobility at Low Electric Field in Al_xga_{1-x}N \ Using an Iterative Method$

4. Conclusions

In conclusion, we have studied the electron transport characteristic associated with wurtzite $Al_xGa_{1-x}N$ lattice-matched to GaN. Temperature dependent and free electron concentration dependent of the electron drift mobility have been calculated. It has been found that the low-field electron mobility is significantly higher for the $Al_xGa_{1-x}N$ structure with lower compensation

References

- [1]Chin, V.W.L. and Tansley, T. L., J. Appl. Phys. 75 (1994) 7365.
- [2]Rode, D.L. and Gaskill, D.K., Appl. Phys. Lett. 66 (1995) 1972.
- [3]Tsen, K.T., Ferry, D.K., Botchkarev, A., Suerd, B., Salvador, A. and Morkoc, H., Appl. Phys. Lett. 71 (1997) 1852.
- [4]Arabshahi, H. and Abadi, M.R.R., Brazilian Journal of Physics, 40(3) (2010) 267.
- [5]Arabshahi, H. and Gholafroz, S., International Journal of the Physical science, 5(6) (2010) 690.
- [6]Arabshahi, H., Turk. J. Phys. 33 (2009) 217.
- [7]Arabshahi, H., Modern Physics Letters B, 23(8) (2009) 1101.
- [8]Arabshahi, H. and Mowlavi, A.A., Modern Physics Letters B, 23(10) (2009) 1359.
- [9]Arabshahi, H., Abadi, M.R.R. and Badieyan, F., Maejo Int. J. of Sci. Technol. 4(1) (2009) 159.
- [10]Arabshahi, H., Benam, M.R. and Salahi, B. Modern Physics Letters B, 21 (2007) 1715.
- [11]Arabshahi, H., Modern Physics Letters B, 21 (2007) 199.
- [12]Brooks, H., Phys. Rev. 83 (1951) 879.
- [13]Moglestue, C., Monte Carlo simulation of semiconductor devices, (Chapman and Hall, 1993).

ratio due to the lower Γ electron effective mass. Several scattering mechanisms have been included in the calculation. Ionized impurities have been treated beyond the Born approximation using a phase shift analysis. Screening of ionized impurities has been treated more realistically using a multi-ion screening formalism, which is more relevant in the case of highly compensated III-V semiconductors like GaN.

- [14]Jacoboni, C. and Lugli, P., The Monte Carlo Method for semiconductor and Device Simulation, (Springer-Verlag., 1989) p.87-112.
- [15]Ridley, B.K., Electrons and phonons in semiconductor multilayers, (Cambridge University press, 1997).
- [16]Di, K. and Brennan, K., J. Appl. Phys. 69 (1991) 3097.
- [17]Mansour, N., Di, K. and Brennan, K., J. Appl. Phys. 70 (1991) 6854.
- [18]Meyer, J.R. and Bartoli, F.J., Phys. Rev. B, 23 (1981) 5413.
- [19]Meyer, J.R. and Bartoli, F.J., Solid State State Commun. 41 (1982) 19.
- [20]Erginsoy, C., Phys. Rev. 79 (1950) 1013.
- [21]Schwartz, C., Phys. Rev. 124 (1961) 1468.
- [22]Harrison, J.W. and Hauser, J.R., Phys. Rev. B, 13 (1976) 5347.
- [23]Chattopadhya, D. and Queisser, H.J., Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 745.
- [24]Morkoc, H., Nitride semiconductor and devices, (Springer-velag, 1999).
- [25]Udayan, Bhapkar, V. and Shur, M.S., J. Appl. Phys. 82 (1997) 1649.
- [26]Wang, R.P., Ruden, P.P., Kolnik, J. and Brennan, K.F., Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 445 (1997) 935.

Jordan Journal of Physics

ARTICLE

Low Energy Pion Double Charge Exchange Reactions and Dibaryon

Mutazz Nuseirat

Basic Sciences Department, Mail code: 3124, King Saud Bin Abdulaziz University for Health Sciences, P.O.Box 22490, Riyadh 11426, KSA.

Received on: 30/1/2011; Accepted on: 6/9/2011

Abstract: A common characteristic of low energy pion-nucleus double charge exchange reactions is a resonance like peak around 50 MeV. It has been claimed [1] that this peak provides evidence for the existence of hypothetical Dibaryon resonance d' (2.06 GeV) at this energy. This article will show how this peak could be predicted using conventional sequential mechanism without invoking dibaryon degrees of freedom.

PACS numbers: 25.80.Gn, 24.30.Gd.

Keywords: Pion; Dibaryon; Resonance; Nucleon-Nucleon.

Introduction

Due to its isospin-one (I = 1) nature, the pion exists in three charge states π^+ , π^0 , and π^- . Pions induce a number of reactions in nuclei like elastic and inelastic scattering, single charge exchange, absorption, and double charge exchange. Although, all of these reactions are linked, this article will concentrate on pion double charge exchange (DCX) reactions due to its second order nature for which a pion projectile of one charge entering the nucleus is to emerge as a pion of the opposite charge by exchanging charge with a nucleon (N). Therefore the pion double charge exchange reaction has to proceed via successive charge exchange on two like nucleons in the target nucleus mediated by the exchange of a pion or another meson between the two participating nucleons. This means that DCX is one of the prime reactions for studying nucleon-nucleon (NN) correlations in the nuclear target, because it depends on the separations between the two nucleons involved [2, 3].

This article is organized as follows: In the next section, we will introduce the theory of Dibaryons followed by a short review of the experimental and theoretical history of low energy DCX reactions. Then a discussion will be introduced, and finally the article will be concluded with a summary.

Dibaryon

Dibaryons are a large family of hypothetical particles that would consist of six quarks of any flavors. Based on the theory that quarks (q) are the basic building blocks of hadrons, the idea that this substructure of hadrons should cause nontrivial resonances in the dibaryon system emerged. With the establishment of quantum chromodynamics (QCD) as the appropriate theory of strong interaction first QCD-based model calculations for 6q-systems appeared in the late seventies and early eighties [4, 5], triggered by the paper of Jaffe [6] on possible Hdibaryon or dihyperon with strangeness S = -2. The theory of H-dibaryon has been reviewed by Tsutomu et al. [7]. Quark models of dibaryon resonances have been studied by Ping [8].

Dibaryons are predicted to be fairly stable once formed. These predictions of a large number of 6q-states, part of which is shown in Fig.1, caused a rush for experimental dibaryon searches in the years to follow. Unfortunately, despite a vast number of dedicated experiments no unambiguous evidence for their existence could be found. The bulk of these experiments were dedicated to searches for dibaryons *coupled* to NN or N Δ , where their decay will cause widths that would be large compared to those of baryon resonances. Hence, such states should be very difficult to detect in experiments.

The situation is very different for NN- and N Δ -decoupled dibaryon states, i.e. for resonances with quantum numbers I = 0 and J^P = 0⁺, 0⁻, 2⁻, 4⁻,.... In this case the only decay channels are γ NN and π NN. If the resonance energy is not far above the π NN threshold, then we expect a very narrow width of the order of MeV only. As seen in Fig. 1 such low-lying states with I = 0 and J^P = 0⁻,2⁻ have been

predicted [9-11] to be the lowest-lying dibaryon states. The suitable reactions for detecting these low-lying states are those reactions with very small cross sections due to conventional processes. Therefore, the formation of a dibaryon resonance has a chance to be detected. It is also desirable that the reaction only involves the minimal number of particles necessary to form or produce such resonance. If the resonance energy is below the π NN-threshold, then γ NN is the only decay channel. On the other hand, when it is above π NN-threshold then by far the most dominant decay channel will be π NN. Under the discussed above, one suitable conditions candidate reaction to study dibaryons will be the pionic double charge-exchange reaction.



FIG. 1. Example of a predicted mass spectrum for nonstrange and isoscalar (I = 0) dibaryon resonances (Ref. 9).

Low Energy Pion Double Charge Exchange Reactions

Pion double charge exchange reactions on nuclear targets have been studied extensively, both experimentally and theoretically, for a survey see DCX reviews [12, 13]. Measurements of pionic double charge exchange to individual final nuclear states have become feasible soon after meson factories had been commissioned. DCX cross sections are in the range of nb/sr to μ b/sr, while elastic scattering cross sections are larger by many orders of magnitudes in the range of mb/sr to b/sr. Thus the DCX experiment has the task of finding a single negative pion from the (π^+ , π^-) reaction among billions of elastically scattered positive pions. This can only be achieved by using magnetic spectrometers, where particles can easily be separated according to their charge and momentum.

The largest part of presently available DCX data have been collected at pion energies between 100 MeV and 300 MeV. In 1984 the first low energy pion DCX measurements were conducted on ¹⁴C at incident pion energy of $T_{\pi} = 50 \text{ MeV}$ [14, 15]. Surprisingly, the forward angle cross section for this reaction was found to be as large as at $T_{\pi} \approx 300 \text{ MeV}$. At this energy the pion-nucleon forward single charge-exchange reaction exhibits a deep minimum due

to the well-known destructive isovector sp-wave interference in the π N system [16] as shown in Fig. 2. However, initial DCX calculations [17, 18] predicted a dip rather than a bump at these energies, until one realized that inclusion of distortions, double spin-flip, and coupled channel effects could wash out this dip and even produce some kind of bump in such calculations [19]. Many measured DCX transitions with different nuclei showed a resonance-like structure in their forward angle cross section peaking in the energy range 40-60 MeV as shown in Fig. 3.



FIG. 2. The 0° c.m. cross section plotted vs laboratory energy for the ${}^{14}C(\pi^+,\pi^0){}^{14}N$ reaction (Ref. 16). FP84 is the free $\pi^+n \to \pi^0 p$ cross section, multiplied by 2.The dash-dot curve is the result of a fourth-order polynomial fit to the data.



FIG. 3. Calculations of energy dependence of Pion DCX reactions for several nuclei by including degrees of freedom. The solid curves give the result, when the d'amplitude is added and the dotted curve without (Ref. 1).

Discussion

Several reaction mechanisms have been used to study pion DCX nuclear reactions [20, 21]. In this section, we will address the peak issue using a two-step sequential mechanism, first by involving solely the conventional degrees of freedom of pions and nucleons and secondly by invoking dibaryon degrees of freedom.

Conventional Sequential Mechanism

In order to explain the DCX low energy peak, some authors [22-23] suggested that such a peak arises naturally because of the pion propagation in the conventional sequential process.

At low energy the mean free path of a pion in the nucleus is typically larger than the nuclear size. It is then natural to base the description of the DCX process on a multiple-scattering approach. To leading order, the basic mechanism for the (π^+,π^-) reaction is the sequential process illustrated in Fig. 4, in which DCX occurs through two successive πN single charge

exchange reactions on two neutrons. Each single charge-exchange in this process is dominated by the spin-averaged s- and p-wave amplitudes.



FIG. 4. Sequential DCX mechanism.

The method used in calculating the DCX reaction involves the evaluation of the matrix element [22]

$$M(\vec{k},\vec{k}';\vec{r}_{1},\vec{r}_{2}) = \int d\vec{r}_{1}d\vec{r}_{2}\varphi_{f}^{*}(\vec{r}_{1},\vec{r}_{2}) \left[\psi_{\pi^{-}}^{*(-)}\left(\vec{k}',\vec{r}_{2}\right)f_{2}\left(\vec{q}_{2},\vec{q}_{2}'\right)G\left(\vec{r}_{1},\vec{r}_{1}\right)\right] \\ \times f_{1}\left(\vec{q}_{1}',\vec{q}_{1}\right)\psi_{\pi^{+}}^{*(+)}\left(\vec{k},\vec{r}_{1}\right)\right]\varphi_{i}\left(\vec{r}_{1},\vec{r}_{2}\right)$$
(1)

The quantity in square brackets is the sequential (double-scattering) operator for the pion double-charge-exchange amplitude. The method for evaluating the effect of the operator on DCX amplitude is fully described by authors of reference [24]. The DCX operator is a function of the coordinates $\vec{r_1}, \vec{r_2}$ and spin variables $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ (implicit in the two single charge operators f) of the two nucleons. The $\vec{q}_1 = \left(\frac{\hbar}{i}\right) \vec{\nabla}_1$ and $\vec{q}_2 = \left(\frac{\hbar}{i}\right) \vec{\nabla}_2$ are momenta operators on the conjugate coordinates in the $\psi_{\pi^{+}}^{*(+)}(\vec{k},\vec{r_{1}})$ and pion wave functions $\psi_{\pi^-}^{*(-)}(\vec{k'},\vec{r_2})$ and the primed values operate on the corresponding coordinates in the green function, $G(\vec{r}_2, \vec{r}_1)$ which is the pion propagator in the nuclear target between the relevant two nucleons. The functions $\varphi(\vec{r_1}, \vec{r_2})$ are the wave functions of the two active nucleons.

The quantities f_1 and f_2 , the pion-nucleon charge-exchange (off-shell) amplitudes, are operators in the nucleon spin space. They are expressed in momentum space as

$$\begin{cases} f\left(\vec{q},\vec{q}'\right) = \lambda_{0}\left(E\right)v_{0}\left(\vec{q}\right)v_{0}\left(\vec{q}'\right) \\ + \lambda_{1}\left(E\right)\vec{q}\,\vec{q}'v_{1}\left(\vec{q}\right)v_{1}\left(\vec{q}'\right) \\ + \vec{\sigma}\vec{q}\times\vec{q}'\lambda_{f}\left(E\right)v_{f}\left(\vec{q}\right)v_{f}\left(\vec{q}'\right) \end{cases}$$

$$(2)$$

The parameters λ_0 , λ_1 , λ_f are calculated from the charge exchange amplitude obtained from the phase shifts [25]. The quantities \vec{q} and \vec{q}' are treated as gradient operators on the initial and final pion wave functions and $v(\vec{q})$ is the off-shell form factor for the pion-nucleon interaction.

We applied the above technique on ⁴²⁻⁴⁸Ca DCX reactions [24] and showed that this peak can be understood based on a two-step sequential process in the conventional pion-nucleon system with proper handling of nuclear structure and distortion of pion scattered wave as shown in Fig. 5. Both pion wave distortion and the effect of configuration mixing ratios in the nuclear structure have been applied to DCX reactions on ⁴⁰Ca and ¹⁶O nuclei and were able to reproduce the peak without the need to include extra dibaryon degrees of freedom [26].



FIG. 5. Cross section for pion double charge exchange on ⁴²Ca leading to the analog state. The dotted curve displays the results of the calculation without the double spin flip included and the solid curve with.

Dibaryon Degrees of Freedom

Miller [27] claimed that high sensitivity to short range phenomena leads to the hypothesis of the formation of a narrow dibaryon resonance in the π NN channel, the so called d' with $I(J^P) = even(0^-)$ and $m_{d'} \approx 2.06 \ GeV$ [1,28]. Such a resonance must be decoupled, as otherwise a huge width due to the fall-apart

decay into the NN channel would be observed as we mentioned earlier.

According to Bilger [1], the DCX transition process is given by the primary resonance amplitude evaluated from the graph shown in Fig. 6, and folded

with the NN c.m. wave functions for valence nucleons in initial and final nuclear states, this amplitude is given by:



FIG. 6. Graph of the d' resonance process in DCX.

$$F_{res} = \left[\frac{2^{7}}{m_{N}^{3}m_{\pi}}\right]^{\frac{1}{2}} \frac{\alpha^{6}}{\pi^{2}(E_{R}-m_{\pi})^{2}} \frac{k_{R}}{k} \left[\frac{k'}{k}\right]^{\frac{1}{2}} \sqrt{\Gamma_{+}\Gamma_{-}} \\ \times \sum_{\substack{NN'm'L\\ j_{1}j_{2}j_{1}j_{2}'}} \left[\int \psi_{n0}(\vec{r})e^{-\alpha^{2}r^{2}}d^{3}\vec{r}\right] \left[\int \psi_{n'0}(\vec{r}')e^{-\alpha^{2}r'^{2}}d^{3}\vec{r}'\right] \\ \times c_{L}(j_{1}j_{2})d_{L'}(j_{1}'j_{2}')b_{LNn}(j_{1}j_{2})b_{L'Nh'}(j_{1}'j') \\ \times \int \frac{R_{NL}(Q)R_{LN'}(Q')P_{L}(\cos\beta)P_{J}(\cos\gamma)}{E-E_{R}-\frac{k_{R}^{2}}{4m}-\frac{\vec{Q}\cdot\vec{k}}{2m}+i\frac{\Gamma}{2}} d^{3}\vec{Q} \right]$$
(3)

 Γ , Γ_+ , Γ_- , $E_R = M_R - 2m_N$ denote Here total and partial widths as well as the resonance energy of d' in the nuclear medium, and k_R is the pion momentum at resonance. R_{NL} and $R_{NL'}$ (Q and Q') are the radial wave functions (momenta) of the c.m. motion of NN pair in initial and final nuclear states, whereas $\psi_{n0}(\vec{r})$ and $\psi_{n'0}(\vec{r}')$ describe the relative motion of the two nucleons with l = 0 and S = 0 at distances \vec{r} and \vec{r}' , respectively. N, N', n, n', L, and L' are the quantum numbers for nodes and c.m. angular momentum resulting from the Talmi-Moshinsky transformations [coefficients $b_{LNn}(j_1j_2)$ including $jj \rightarrow LS$ coupling] of the single particle wave functions with j_1 and j_2 , and $c_L(d_L)$ denote the two-nucleon coefficients of fractional percentage for initial (final) nuclear states. The angles β and γ appearing in the Legendre polynomials $P_L(\cos\beta)$ and

 $P_J(\cos \gamma)$ are functions of momenta Q, Q', k, and k', where k and k' denote initial and final pion momenta, respectively, and J stand for the spin of d'.

To calculate the DCX cross sections, we break the DCX amplitude into two components, one due to conventional DCX process " F_c " and the second is due to d' degrees of freedom.

$$F_{tot} = F_c + e^{i\phi_0} F_{res} \tag{4}$$

with ϕ_0 being a relative phase between conventional and resonance amplitude [1].With the adjustment of ϕ_0 , total vacuum width $\Gamma_{\pi NN} \approx 0.5 \text{ MeV}$ and spreading width $\Gamma_s \approx 10-20 \text{ MeV}$ due to collision damping all known data for transitions in the final nucleus could be described reasonably well [28-30], in their energy dependence as shown in Figs. 3 and 7.



FIG. 7. Energy dependence of the forward angle cross section of the ground state transitions in ¹⁶O and ⁴⁰Ca from Refs. [29]. Dotted lines represents $\Delta\Delta$ process and solid curves give the results with the d' amplitude added.

Summary

The hypothetical d' dibaryon assumption used the technique of adjustment of parameters in equations 2 and 3 to fit the claimed resonance for all DCX data, while the conventional calculations predicted the peaks in ⁴⁰⁻⁴⁸Ca and ¹⁶O nuclei. Also, the d' dibaryon theoretical model has been rejected by Garcilazo [31]. According to Garcilazo calculations on πNN

References

- Bilger, R., Clement, H. and Schepkin, M.G., Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 42; 72 (1994) 2972.
- [2] Proc. LAMPF Workshop on Pion-Nucleus Double Charge Exchange (1985), Los Alamos National Laboratory Report No. LA-10550.
- [3] Proc. Second LAMPF Workshop on Pion-Nucleus Double Charge Exchange (1989), Los Alamos, New Mexico, USA Word Scientific (1990).
- [4] Mulders, P.J., Aerts, A.T. and de Swart, J.J., Phys. Rev. D, 19 (1979) 2635.

system [32] a 0⁻ resonance with isospin 0 is not possible. Based on this we believe that there is no need to invoke dibaryon degrees of freedom in DCX calculations to predict those peaks at low energy. More DCX calculations on other nuclei both of angular and energy dependence, are under investigation by the author to support the conventional sequential mechanism calculations.

- [5] Mulders, P.J., Aerts, A.T. and de Swart, J.J., Phys. Rev. D, 21 (1980) 2653.
- [6] Jaffe, R.L., Phys. Rev. Let. 38 (1977) 195.
- [7] Tsutomu, S., Kiyotaka, S. and Koichi Y., Prog. Theor. Phys. Supplement, 137 (2000) 121.
- [8] Ping, J.L., Phys. Rev. C, 79 (2009) 024001.
- [9] Mulders, P.J., Aerts, A.T. and de Swart, J.J., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1543.
- [10] Kontratyuk, L.A., Sov. J. Nucl. Phys. 45 (1987) 776.
- [11] Johnson, M.B. and Morris, C.L., Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 43 (1993) 165.

- [12] Clement, H., Prog. Part. Nucl. Phys. 29 (1992) 175.
- [13] Navon, I., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 105.
- [14] Leitch, M.J., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1482.
- [15] Ullmann, J.L., Phys. Rev. C, 33 (1986) 2092.
- [16] Auerbach, N., Gibbs, W.R., Ginocchio, N.J. and Kaufmann, W.B., Phys. Rev. C, 38 (1988) 1277.
- [17] Siciliano, E.R., Johnson, M.B. and Sarafian, H., Ann. Phys. (N.Y.) 203 (1990) 1.
- [18] Liu, Y., Faessler, A., Schwieger, J. and Bobyk, A., J. Phys. G, 24 (1998) 1135.
- [19] Jiang, M.F. and Koltun, D.S., Phys. Rev. C, 42 (1990) 2662.
- [20] Oset, E., Khankhasayev, M., Nieves, J., Sarafian, H. and Vicente-Vacas, M.J., Phys. Rev. C, 46 (1992) 2406.
- [21] Gibbs, W.R., Kaufmann, W.R. and Dedonder, J.P., Phys. Lett. B, 231 (1989) 6.

- [22] Kagarlis, M.A. and Johnson, M.B., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 38.
- [23] Liu, Y., Faessler, A., Schwieger, J., and Bobyk, A., J. Phys. G 24, (1998) 1135.
- [24] Nuseirat, M., Lodhi, M.A.K., El-Ghossain, M.O., Gibbs, W.R. and Kaufmann, W.B., Phys. Rev. C 58, (1998) 2292.
- [25] Siegel, P.B., and Gibbs, W.R., Phys. Rev. C 33, (1986) 1407.
- [26] Wu, H.C., and Gibbs, W.R., Phys. Rev. C 68, (2003) 054610.
- [27] Miller, G. A., Phys. Rev. Lett. 53, 2008 (1984); Phys. Rev. C 35, (1987) 377.
- [28] Bilger, R., Z. Phys. A 343, (1992) 491.
- [29] Föhl, K., Phys. Rev. Lett. 79, (1997) 3849.
- [30] Pätzold, J., Phys. Lett. B 428, (1998) 18; 443, (1998) 77.
- [31] Garcilazo, H., and Mathelitsch, L., preceding comment, Phys. Rev. Lett. 72, (1994) 2971.
- [32] Garcilazo, H., and Mathelitsch, L., Phys. Rev. C 34, (1986) 1425.

Jordan Journal of Physics

ARTICLE

Investigation of the Experimental Effects on the Quality of the Rapid Acquisition Pair Distribution Function (RA-PDF) Data

Ahmad S. Masadeh

Department of Physics, University of Jordan, Amman 11945, Jordan.

Received on: 3/5/2011; Accepted on: 13/10/2011

Abstract: Series of experiments have been carried out to investigate the quality of the recently developed rapid acquisition atomic pair distribution function (RA-PDF) method, which combines the uses of high energy X-rays and an image plate area detector. Image plate data for simple elements (C, Mg, Al, Si, Ni, Cu, Zn, Ag, and Pb) have been analyzed, using (RA-PDF) technique. The affect of undiscriminated Compton and fluorescence is investigated for a wide range of materials with atomic Z numbers ranging from 6 (Carbon) and 82 (Pb). We find the RA-PDF method is capable of obtaining high quality PDFs where quantitatively reliable structure information can be extracted.

Keywords: Rapid acquisition atomic pair distribution function; Total scattering, RA-PDF, X-ray scattering.

PACS: 61.46.Df, 61.10.-i, 78.66.Hf, 61.46.-w.

Introduction

Modern scientifically and technologically important materials are becoming increasingly disordered. The knowledge of the atomic structure, in three dimensions, of such materials is prerequisite for understanding their properties. In the literature, there are powerful tools for long-range studying atomic structure (crystallography) and local structure (EXAFS, NMR), but very little for probing the intermediate structure scale of 110 nm. The atomic pair distribution function (PDF) method has emerged as a powerful tool to study the atomic structure at different length scales. The PDF is used to characterize the local structure of crystalline and nanocrystalline materials [1, 2], in additional to its traditional use on glass, liquids, and amorphous materials [3, 4].

Being a real space approach assuming long-range order is not preserved, the PDF method is growing in popularity as the conventional crystallographic analysis becomes less effective for increasingly disordered materials [5-8]. For PDF experiments, short wavelength X-rays or neutrons are used. Modern third generation synchrotron and spallation neutron sources are capable of delivering short wavelength photons (neutrons) for wide momentum transfer (Q) range giving the PDF technique with much improved high real-space resolution [1, 2]. For PDF measurements, sufficient counting statistics are needed. The required measurement time for each experiment is determined by the amount of sample in the beam (in neutron case), its scattering power, and X-ray/neutron flux available. One barrier for wide spread PDF applications has been the long data collection time (8 to 10 hours) with conventional PDF method, while the recently developed rapid acquisition PDF (RA-PDF) method [9] opens up the horizon for new possibilities by significantly lowering this barrier. In early proof-ofprinciple study [9], the RA-PDF method is

Ahmad S. Masadeh

shown to reduce the data collection time by three to four orders of magnitude, and give **PDFs** with good high quality reproducibility. The RA-PDF method benefits from 2D data collection by coupling high energy X-rays with an image plate (IP) area detector. The usage of IP area detector expedites data collection compromising without the measured reciprocal space range.

More recent, the RA-PDF method has been successfully applied to quantitatively measure the strain in nanoparticles [10], distortions local in Ti₂Sb [11]. characterizing mesomorphous and amorphous active pharmaceutical ingredients [12], phase transitions in α -AlF₃ [13], and in-situ time resolved study of nano-ceria [13]. The RA-PDF method is expecting to extend into broad scientific areas, which will benefit the local structure PDF analysis, and will help significantly in our understanding of structures at the atomic level.

The use of IP area detector for quantitative PDF analysis subject to careful scrutinies imposed by the introduced experimental effects. One major concern is the lack of energy resolution intrinsic to the IP. The measured counts are the sum of elastic. Compton, and fluorescence intensities, while only elastic signal (exponentially decreasing with Q) is useful to PDF analysis. Extraction of the elastic component can be very challenging at high momentum transfer Q where Compton scattering dominates especially for low-Z elements.

Fluorescence can be very significant for medium to high Z elements when the X-ray energy is not far enough above the absorption edges. In addition to that, the IP response is energy dependent making the situation more complicated. IP data collection also exposed to high background scattering levels mostly coming from the rather long direct beam flight path in air after the sample. The lack of collimation in front of the IP also raises the issue of background scattering from sample environments, such as low temperature measurements with cryostat, studies with pressure anvil cells.

In this paper, we perform a series of experiments to investigate the experimental effects on the quality of the RA-PDF data and the accuracy of the structural information obtained.

Materials with the atomic Z numbers ranging from 6 to 82 are measured to systematically study the effect of Compton and fluorescence contributions to the total signal. The data for elements with medium atomic number Z, $(12 \le Z \le 30)$, and high–Z, $(47 \le Z \le 82)$, could be analyzed and modeled, up to $Q_{max} = 30.0$ Å⁻¹, and resulted in high quality PDFs. This study reveals that RA-PDF method is capable of obtaining high quality PDFs where quantitatively reliable structure information can be extracted.

Experiments

Data acquisition

In the recent developed RA-PDF experiments, great efforts have been taken to reduce the scattering back ground. Extensive Pb shielding before the sample is usually loaded, which is proved to be very helpful. The collimation between the Pb shield and the sample (if there is some considerable gap) proved to be rather effective too. The IP camera is repeatedly adjusted to be aligned to be orthogonal to the incident beam.

The IP center is also moved to be on the incident beam. Those aligning steps are necessary in order to minimize the errors during later data corrections, e.g. the incident angle (used in oblique incident angle dependence correction, read on for details) relative to the IP is assumed to be the same as 2θ .

The diffraction experiment was performed at 6IDD beamline at the advance photon source (APS) at Argonne National Laboratory, Argonne, IL (USA). Image plate camera (Mar345), of a usable diameter of 345 mm, mounted orthogonal to the beam path with sample to detector distance of 178.4 mm, was used to collect the data at room temperature. The energy of the X-ray used is 98.0 keV. The samples (C, Mg, Al, Si, Ni, Cu, Zn, Ag, and Pb) were purchased from Alfa Aesar and were used as received. Fine powders of all samples were measured in flat plate transmission geometry with thickness 1.0 mm packed between kapton tapes. The air-sensitive samples were handled in a nitrogen-filled glove bag.

Data processing

Determination of S(q) from the raw data

All raw 2D data, like the one shown in Fig. 1, were integrated and converted to intensity versus 2 θ using the software Fit2D [14], where 2 θ is the angle between the incident and scattered X-rays. The integrated data were normalized by the average monitor counts. The data were corrected using standard methods [1, 2] to obtain the total scattering structure function, S(Q), and the PDF, G(r).



FIG. 1. Two dimensional contour plot from the Mar345 Image Plate Detector. The XRD data are from nickel powder measured at ambient conditions. The concentric circles represent intersections of different colors with the area detector (Debye-Scherrer rings). The sample was contained in a flat plate, 1.0 mm thickness, irradiated volume 0.25 mm^3 , beam size $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$. The small dark area in the center of the image is a shadow cast by the beam stop assembly.

Calculation of G(r) from S(q)

Program PDFgetX2 [15] was used to process X-ray powder diffraction data to obtain the experimental PDF, G(r). Standard corrections were made to the raw data to account for experimental effects such as Compton, fluorescence, and oblique incident angle

dependence to obtain the normalized total scattering structure function, S(Q). The PDF, G(r), is obtained by a Fourier transformation according to Eq. 2.

In the Fourier transform step to get from S(Q) to the PDF, G(r), the data are truncated at a finite maximum value of the momentum transfer, $Q = Q_{max}$. Different values of Q_{max} may be considered. Here a $Q_{max} = 30$ Å⁻¹ was found to be optimal. Q_{max} is optimized such as to avoid large termination effects and to reasonably minimize the introduced noise level as signal to noise ratio decreases with Q value. More details about the IP corrections are described in this section

The atomic PDF analysis of X-ray and neutron powder diffraction data is a powerful method for studying the structure of locally distorted materials. [1, 2, 8, 16–18] Recently, it has been explicitly applied to study the structure of discrete nanoparticles. [18–22] The PDF method can yield precise structural information at different length scales, provided that special care is applied to the measurement and to the method used for analyzing the data. The atomic PDF, G(r), is defined as

$$G(r) = 4\pi r [\rho(r) - \rho_0] , \qquad (1)$$

where $\rho(r)$ is the atomic pair-density, ρ_0 is the average atomic number density and r is the radial distance. [23] The PDF yields the probability of finding pairs of atoms separated by a distance r. It is obtained by a sine Fourier transformation of the reciprocal space total scattering structure function S(Q), according to

$$G(r) = \frac{2}{\pi} \int_{0}^{\infty} Q[S_{\alpha}(Q) - 1] \sin(Qr) dQ , \qquad (2)$$

where S(Q) is obtained from a diffraction experiment. This approach is widely used for studying liquids, amorphous and crystalline materials, and has recently been applied to nanocrystalline materials. [2]

Extraction of the structural information from G(r).

Structural information was extracted from the PDFs using a full-profile real-space localstructure refinement method [24] analogous to Rietveld refinement. [25] We used the program PDFfit [26] to fit the experimental PDFs. Starting from a given structure model and given a set of parameters to be refined, PDFfit searches for the best structure that is consistent with the experimental PDF data. The residual function (R_w) is used to quantify the agreement of the calculated PDF from model to experimental data

$$R_{w} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} w(r_{i}) [G_{obs}(r_{i}) - G_{calc}(r_{i})]^{2}}{\sum_{i=1}^{N} w(r_{i}) G_{obs}^{2}(r_{i})}}.$$
 (3)

Here the weight $\omega(r_i)$ is set to unity which is justified because in G(r) the statistical uncertainty on each point is approximately equal. [27, 28]

The structural parameters of the model were unit cell parameters, isotropic atomic displacement parameters (ADPs). Non structural parameters that were refined were a correction for the finite instrumental resolution, (σ_Q), low-r correlated motion peak sharpening factor (δ), [29, 30] and scale factor.

Description of X-ray PDF data analysis using IP area detector

Data analysis of IP data involves more steps. As the raw data coming off the IP are two dimensional (concentric Debye-Sherrer rings in our case of powder diffraction) images, program FIT2D [31] was first used to integrate around the rings to obtain the one dimensional scattering intensity versus 2θ equivalent to an angle dispersive scan. The integrated data were then normalized by the total incident beam flux during that exposure(s). Once we have the sample and background data, they can be used in PDFgetX2 [15] to obtain the G(r). However, additional corrections are necessitated due to the nature of the IP data collection, as explained in the following.

Incident angle dependence this correction accounts for the angular dependence of the scattered photon effective path length in the IP phosphor layer [32], as a direct result of its incomplete absorption of the scattered photons. This correction becomes very significant at high X-ray energies and large incident angles (both present in RA-PDF analysis). Two parameters are used here, scattered photon absorption coefficient of the IP phosphor layer and the incident angle (= 2θ). The X-ray energy used in our experiments is highly penetrating with the absorption coefficient less than 1%.

Energy dependence of the IP response The counts of the IP is proportional to the X-ray energy stored in its phosphor layer, and thus depends on both the absorption coefficient per incident photon and the photon energy. This energy dependence of the IP response was found to decrease slowly with increasing photon energy with few discontinuities at low energies [33]. No correction of this nature is necessary for the elastically scattered photons as they have the same energy at all angles. However, the Compton scattering does not conserve the photon energies which monotonously decrease with increasing scattering angle. Here we use an empirical analytical form to approximate the energy dependence of the detection efficiency. The used analytical formula can be either linear or quadratic while ensuring the detection efficiency decreases with energy.

Fluorescence background the contribution from fluorescence can be very significant when the X-ray energy is not too far above the constituent elements' absorption edge(s). The angular dependence of the fluorescence is constant before self absorption correction. The magnitude of the fluorescence is used as an adjustable parameter during data processing. In principle, its intensity can be estimated from theoretical cross section tables. However, as the energy of fluorescence is usually well separated from both Compton and elastic scatterings, the interpolated energy dependence of the IP response causes the estimation less accurate.

Results and Discussion

The experimental reduced structure functions, F(Q), and the corresponding PDFs, G(r), for Cu, Zn, C and Pb samples are shown in figures 2-5, respectively. Ideally, the F(Q) would asymptote to zero with increasing Q value. A quick visual check reveals that the data quality varies rather considerably with the atomic Z number. Our data show that for low Z element, like carbon, shown in Fig. 4, extraction of the elastic component can present a challenge at high momentum transfer Q where Compton scattering dominates. For the high Z element, like lead, shown in Fig. 5, the contribution from fluorescence is found significant since the used X-ray energy is not too far above the measured-element absorption edge(s). The used X-ray energy is 98.0 keV where the Pb K-absorption edge is 88.0 keV. The obtained lattice parameters are slightly higher than the widely accepted values, for
all the systems reported in Tables 1 and 2, due to systematic errors in the calibrated sample-detector distance. However, the refined lattice parameters from all elements



FIG. 2. (a) The experimental reduced structure function F(Q) = Q (S(Q) - 1) for Cu. (b) The experimental G(r) obtained by Fourier transforming the data in (a) (solid dots) and the calculated PDF from refined structural model (solid line). The difference curve is shown offset below.



FIG. 4. (a) The experimental reduced structure function F(Q) = Q (S(Q) - 1) for C. (b) The experimental G(r) obtained by Fourier transforming the data in (a) (solid dots) and the calculated PDF from refined structural model (solid line). The difference curve is shown offset below.

reproduce their literature values fairly well; see (Table 1 and 2). This can be taken as an evidence of the accuracy of (RA-PDF) methods.



FIG. 3. (a) The experimental reduced structure function F(Q) = Q(S(Q) - 1) for Zn. (b) The experimental G(r) obtained by Fourier transforming the data in (a) (solid dots) and the calculated PDF from refined structural model (solid line). The difference curve is shown offset below.



FIG. 5. (a) The experimental reduced structure function F(Q) = Q (S(Q) - 1) for Pb. (b) The experimental G(r) obtained by Fourier transforming the data in (a) (solid dots) and the calculated PDF from refined structural model (solid line). The difference curve is shown offset below.

	Ζ	a(Å) _{literature}	a(Å)	$U_{iso}(Å^2)$	Rwp
Pb	83	4.95	4.968(2)	0.0104(1)	0.14
Ag	47	4.09	4.102(2)	0.0095(1)	0.10
Cu	29	3.61	3.627(2)	0.0074(1)	0.10
Ni	28	3.52	3.534(2)	0.0051(1)	0.09
Si	14	5.43	5.437(2)	0.0064(1)	0.13
Al	13	4.05	4.069(2)	0.0115(1)	0.11

TABLE 1. The result of the refined parameter values from the measured simple elements with cubic unit cell.

TABLE 2. The result of the refined parameter values from the measured simple elements with a hexagonal unit cell.

	Ζ	a, c (Å) _{literature}	a, c(Å)	$U_{iso}(Å^2)$	Rwp
Zn	30	2.66, 4.95	2.67(1), 4.961(1)	0.0157(1)	0.09
Mg	12	3.21, 5.21	3.217(1), 5.221(1)	0.0162(1)	0.12
C	6	2.47, 6.79	2.447(1), 6.79(1)	0.0058(1)	0.32

Data collection with image plate can be subjected to quite high background. Part of the data analysis process is subtracting this background from the data. A scale factor close to unity suggests that uncertain background intensities have been subtracted successfully. From the results shown in Fig. 6, the value of the average scale factor for medium-Z and high-Z elements are 0.893 and 0.816, respectively, but for low-Z elements it is 0.30. The scale factor for medium and high-Z elements is close to 1.0. This suggests the data corrections for these data have been applied successfully. However, for low-Z element data, like carbon, there is a challenge in analyzing the data, even with lowering Q_{max} value down to 20.0 Å^{-1} . The best value for the scale factor could be obtained, in case of = 20.0 Å⁻¹. carbon, is 0.30, for Q_{max}



FIG. 6. Scale factor vs. atomic number (Z). All the data have $Q_{max} = 30.0 \text{ Å}^{-1}$, except Pb and C they have $Q_{max} 20$ and 25 Å⁻¹, respectively.

All the PDFs from elements with cubic structure (Pb, Ag, Cu, Si, Ni, and Al) show highly acceptable qualities. For example, the Cu PDF, G(r), data with $Q_{max} = 30.0$ Å⁻¹, Fig. 2, appears to have minimal systematic errors (unphysical features), which appear as small ripples before the first PDF peak at r = 2.55 Å. The structural model (space group Fm-3m) was readily refined, in the three dimensions real space, and gave excellent agreement with data as evident from the very small difference curve. The values of the weighted-profile R-value (R_{wp}) are listed in Table 1 and Table 2, with average value of R_{wp} 0.11, noting that a value of 0.10 indicates excellent agreement for PDF refinement. As can be seen from the R_{wp} value for cubic structure elements (Al, Ni, Cu, and Ag) has small fluctuation around the average of them 0.08 by $\sigma = 0.008$, which indicates in this Z –range (13 \leq Z \leq 47) the R_{wp} value (which is excellent) for that type of structure isn't influenced by the atomic number Z. However, for high-Z elements like Pb the obtained R_{wp} value is 0.32, for $Q_{max} = 30.0 \text{\AA}^{-1}$. The agreement factor (R_{wp}) for the Pb is the worst, due to the contribution of fluorescence signal, which is very significant since the used X-ray energy (98.0 keV) is not too far above the Pb Kabsorption edge (88.0 keV). For high Z elements, the measured total counts are the sum of elastic, fluorescence intensities, while only elastic signal (exponentially decreasing with Q) is useful to PDF analysis. Extraction of the elastic component can be very challenging at high momentum transfer Q where fluorescence intensity dominates. Hence, the R_{wp} value is expected to improve as lowering the Q_{max} value.

The R_{wp} value for the Pb in Table 1 obtained for $Q_{max} = 20.0 \text{ Å}^{-1}$, and it is 0.14.

For the elements with hexagonal structure (Zn and Mg), the PDFs show highly acceptable qualities, and the obtained R_{wp} value are listed in Table 2, with average value of R_{wp} 0.11. It is worth to notice that the fit of cubic structure model, Cu (Z = 29), Fig. 2, was comparable to the fit with hexagonal structure model, Zn (Z =30), Fig. 3. The results suggest that elements with different structure models, but very close Z number, are expected to have the same PDF data quality. This can be seen from the difference curve bellow in figures Fig. 2 and Fig. 3, where Cu shows smaller differences as Zn, indicating that cubic structure data has same fitting quality as hexagonal. Noticing that both of them have almost the same atomic number (Z).

Weakly scattering element, like carbon, presents a great challenge to proper data corrections due to the majority contribution of Compton scattering signal in high Q region. The reduced structure function, F(Q), for $Q_{max} = 25.0 \text{ Å}^{-1}$, and the corresponding PDF are shown in Fig. 4. A structural model (space group *P63mc*) is refined and gave R_{wp} of 0.32, as we can see from the difference curve below in Fig. 4

Conclusion

The lattice constant, scale factor and isotropic thermal factors were refined, with all the parameters maintaining the symmetry of each space group for each structure type. High quality PDFs can be obtained with $Q_{max} = 30.0 \text{ Å}^{-1}$ (or more) for elements with atomic

References

- [1]Egami, T. and Billinge, S.J.L. "Underneath the Bragg peaks: structural analysis of complex materials", 1st Ed. (Pergamon Press, Elsevier, Oxford, England, 2003).
- [2]Billinge, S.J.L. and Kanatzidis, M.G., Chem. Commun. 2004 (2004) 749.
- [3]Furukawa, K., Rep. Prog. Phys. 25 (1962) 395.
- [4]Wright, A.C., Glass. Phys. Chem. 24 (1998) 148.
- [5]Billinge, S.J.L., DiFrancesco, R.G., Kwei, G.H., Neumeier, J.J. and Thompson, J.D., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 715.

number Z ($12 \le Z \le 48$). However, the data for low-Z elements like C (Z = 6) and extremely high-Z elements like Pb (Z = 82) were difficult to analyze up to $Q_{max} = 30.0$ Å⁻¹. The Pb and C data could be analyzed up to $Q_{max} = 25.0 \text{ Å}^{-1}$ and $Q_{max} = 20.0 \text{ Å}^{-1}$, respectively. Over all the fitting is quite good and satisfactory, indicating that RA-PDF technique can be confidently employed in structural studies of elements with atomic number Z ($12 \le Z \le 48$). The elements with low atomic number Z present a great challenge to proper data correction due to the majority contribution of Compton scattering in high Qregion. The elements with high atomic number Z, show a contribution of fluorescence signal, which can be very significant when the used X-ray energy is not too far above the elements absorption edge(s).

Acknowledgments

We would like to acknowledge help from Didier Wermeille, Doug Robinson, for help in collecting data. We would also like to acknowledge Dr. Simon Billinge group for the support in obtaining and analyzing the Synchrotron data. This work was supported in part by National Science Foundation (NSF) grant DMR-0304391. Data were collected at the 6IDD beamline of the MUCAT sector at the Advanced Photon Source (APS). Use of the APS is supported by the U.S. DOE, Office of Science, Office of Basic Energy Sciences, under Contract No. W-31-109-Eng-38. The MUCAT sector at the APS is supported by the U.S. DOE, Office of Science, Office of Basic Energy Sciences, through the Ames Laboratory under Contract No. W-7405-Eng-82.

- [6]Božin, E.S., Billinge, S.J.L., Takagi, H. and Kwei, G.H., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5856.
- [7]Petkov, V., Billinge, S.J.L., Shastri, S.D. and Himmel, B., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3436.
- [8]Petkov, V., Trikalitis, P.N., Božin, E.S., Billinge, S.J.L., Vogt, T. and Kanatzidis, M.G., J. Am. Chem. Soc. 124 (2002) 10157.
- [9]Chupas, P.J., Qiu, X., Hanson, J.C., Lee, P.L., Gery, C.P. and Billinge, S.J.L., J. Appl. Crystallogr. 36 (2003) 1342.

- [10]Masadeh, A.S., Božin, E.S., Farrow, C.L. and Billinge, S.J.L. Phys. Rev. B, 76 (2007) 115413.
- [11]Derakhshan, S., Assoud, A., Dashjav, E., Qiu, X., Billinge, S.J.L. and Kleinke, H., J. Am. Chem. Soc. 126 (2004) 8295.
- [12]Atassi, F., Mao, C., Masadeh, A.S. and Byrn, S.R., Journal of Pharm. Sci. 99 (2010) 3684.
- [13]Chupas, P.J., Chaudhuri, S., Hanson, J.C., Qiu, X., Lee, P.L., Shastri, S.D., Billinge, S.J.L. and Gery, C.P., J. Am. Chem. Soc. 126 (2004) 4756.
- [14]Hammersley, A.P., Svenson, S.O., Hanfland, M. and Hauserman, D., High Pressure Res. 14 (1996) 235.
- [15]Qiu, X., Thompson, J.W. and Billinge, S.J.L., J. Appl. Crystallogr. 37 (2004) 678.
- [16]Petkov, V., Billinge, S.J.L., Heising, J. and Kanatzidis, M.G., J. Am. Chem. Soc. 122 (2000) 11571.
- [17]Petkov, V., Zavalij, P.Y., Lutta, S., Wittingham, M.S., Parvanov, V. and Shastri, S., Phys. Rev. B, 69 (2004) 085410.
- [18]Juhas, P., Cherba, D.M., Duxbury, P.M., Punch, W.F. and Billinge, S.J.L., Nature, 440 (2006) 655.
- [19]Zhang, H.Z., Gilbert, B., Huang, F. and Banfield, J.F., Nature, 424 (2003) 1025.
- [20]Gilbert, B., Huang, F., Zhang, H., Waychunas, G.A. and Banfield, J.F., Science, 305 (2004) 651.
- [21]Neder, R.B. and Korsunskiy, V.I., J. Phys.: Condens. Mat. 17 (2005) S125.

- [22]Petkov, V., Peng, Y., Williams, G., Huang, B., Tomalia, D. and Ren, Y., Phys. Rev. B, 72 (2005) 195402.
- [23]Warren, B.E., "X-ray diffraction", (Dover, New York, 1990).
- [24]Billinge, S.J.L., "Local Structure from Diffraction", Eds S.J.L. Billinge and M.F. Thorpe, (Plenum, New York, 1998), p. 137.
- [25]Rietveld, H.M., J. Appl. Crystallogr. 2 (1969) 65.
- [26]Proffen, T. and Billinge, S.J.L., J. Appl. Crystallogr. 32 (1999) 572.
- [27]Toby, B.H. and Billinge, S.J.L., Acta Crystallogr. A, 60 (2004) 315.
- [28]Toby, B.H. and Egami, T., Acta Crystallogr. A, 48 (1992) 336.
- [29]Jeong, I.K., Proffen, T., Mohiuddin-Jacobs, F. and Billinge, S.J.L., J. Phys. Chem. A, 103 (1999) 921.
- [30]Jeong, I.K., Heffner, R.H., Graf, M.J. and Billinge, S.J.L., Phys. Rev. B, 67 (2003) 104301.
- [31]Hammersley A.P., ESRF Internal Report ESRF98HA01T, (1998).
- [32]Zaleski, J., Wu, G. and Coppens, P., J. Appl. Crystallogr. 31 (1998) 302.
- [33]Ito, M. and Amemiya, Y., Nuclear Instruments & Methods In Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors And Associated Equipment, 310 (1991) 369.

Jordan Journal of Physics

ARTICLE

Hamilton Formulation of Systems with Caputo's Fractional Derivatives for Continuous Systems

Khaled I. Nawafleh and Raed S. Hijjawi

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

Received on: 5/7/2011; Accepted on: 13/10/2011

Abstract: Caputo fractional derivatives for classical field systems are investigated using the fractional Hamiltonian formalism. Two continuous examples are worked out to demonstrate the application of the formalism. The resulting equations of motion are found to be in exact agreement with those obtained by using the ordinary Hamiltonian formalism.

Keywords: Caputo fractional derivatives; Lagrangian and Hamiltonian formulation; Euler-Lagrange equations.

1. Introduction

The fractional derivatives are of significant importance in various disciplines such as science, engineering, and applied mathematics [1-5]. A new approach in mechanics that allows one to obtain the equations for non-conservative systems using fractional derivatives is presented elsewhere[6, 7].

This approach is used by others to construct the Lagrangian and Hamiltonian for nonconservative systems [8, 9]. They obtained potentials through Laplace transform operators for fractional derivatives and demonstrated that the Hamiltonian equations of motion are in agreement with Euler-Lagrange equation for the non-conservative systems.

Based on the Caputo fractional derivative, a fractional derivative operator for arbitrary fraction of order α is defined. The Schrödinger wave equation by quantization of the classical nonrelativistic Hamiltonian is derived generating free particle solutions which are confined to a certain region of space. Therefore, confinement is a natural consequence of the use of the fractional wave equation[10].

An investigation using a different approach of the traditional calculus of variations for systems containing Riemann-Louville fractional derivatives was carried out in references [11-14]. They presented generalized Euler-Lagrange equations and the transversality conditions for fractional variational problems that were defined in terms of both the Riemann-Louville and Caputo fractional derivatives.

Recent investigations have shown that the Lagrangian and Hamiltonian formulation can be applied to fractional fields [15-19]. The Hamilton's equations of motion are obtained in a similar manner to the usual mechanics; the results are found to be in exact agreement with the formalism available in references [11-13]. However, the fractional Hamiltonian systems with linearly dependent constraints within fractional Riemann–Liouville derivatives have been investigated in addition to a review of some new trends in the fractional variational principles area[14].

In this paper we develop the fractional Hamiltonian equations of motion for discrete and classical fields in terms of Caputo fractional derivatives. The present paper is organized as follows: In section 2 the Caputo fractional Lagrangian mechanics is discussed briefly. Section 3 is devoted to the Caputo fractional Hamiltonian of continuous systems. The conclusion is presented in section 4.

Article

Caputo Fractional Lagrangian 2. **Mechanics**

The left Caputo fractional derivative reads as

$$\begin{bmatrix} {}^{C}_{a}D_{x}^{\alpha}f(x) = \frac{1}{\Gamma(n-\alpha)} \times \\ \int_{a}^{x} (x-\tau)^{n-\alpha-1} \left(\frac{d}{d\tau}\right)^{n} f(\tau) d\tau \end{bmatrix}$$
(1)

which is denoted as the LCFD and the right Caputo fractional derivative reads as

$$\begin{cases} {}^{C}_{x} D_{b}^{\alpha} f(x) = \frac{1}{\Gamma(n-\alpha)} \times \\ \int_{x}^{b} (\tau-x)^{n-\alpha-1} \left(-\frac{d}{d\tau}\right)^{n} f(\tau) d\tau \end{cases}$$
(2)

which is denoted as the RCFD. Here α is the order of the derivative such that $n-1 \le \alpha < n$ and is not equal to zero. If α is an integer, these derivatives are defined in the usual sense, i.e.,

$$\begin{cases} {}^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} f(x) = \left(\frac{d}{dx}\right)^{\alpha} f(x); \\ {}^{C}_{x} D_{b}^{\alpha} f(x) = \left(-\frac{d}{dx}\right)^{\alpha} f(x); \alpha = 1, 2, \dots \end{cases}$$

$$(3)$$

Consider now the action integral

$$S(q) = \int L(q, {}^{c}_{a}D^{\alpha}_{t}q, {}^{c}_{t}D^{\beta}_{b}q, t)dt .$$
(4)

The corresponding Euler-Lagrange equations are obtained as

$$\frac{\partial L}{\partial q} + {}^{C}_{t} D^{\alpha}_{b} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{a} D^{\alpha}_{t} q} + {}^{C}_{a} D^{\beta}_{t} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{t} D^{\beta}_{b} q} = 0.$$
(5)

For
$$\alpha = \beta = 1$$
, we have ${}_{a}^{C}D_{t}^{\alpha} = \frac{d}{dt}$ and

 ${}_{t}^{C}D_{b}^{\alpha} = -\frac{d}{dt}$, and Eq.(5) reduces to the standard

Euler-Lagrange equation.

The Euler-Lagrange equation has been extended to classical field systems [20, 21]. The action of the classical field containing fractional partial derivatives takes the form

$$S = \int L(\phi, {}^{C}_{a}D_{t}^{\alpha}\phi, {}^{C}_{t}D_{b}^{\beta}\phi, {}^{C}_{a}D_{x}^{\alpha}\phi, {}^{C}_{x}D_{b}^{\beta}\phi, t)d^{4}x$$
(6)

The extremization of this action leads to the fractional Euler-Lagrange equation of the form

$$\frac{\partial L}{\partial \phi} + {}^{C}_{t} D^{\alpha}_{b} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{a} D^{\alpha}_{t} \phi} + {}^{C}_{a} D^{\beta}_{t} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{t} D^{\beta}_{b} \phi} + \left. \right\}$$

$$\left. \begin{bmatrix} {}^{C}_{a} D^{\alpha}_{x} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{x} D^{\beta}_{b} \phi} + {}^{C}_{x} D^{\beta}_{b} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{a} D^{\beta}_{x} \phi} = 0 \end{bmatrix} \right\}$$

$$(7)$$

It is worth mentioning that for $\alpha, \beta \rightarrow 1$, Eq.(7) reduces to the usual Euler-Lagrange equation for classical fields [22].

3. Caputo Fractional Hamiltonian of **Continuous Systems**

The Lagrangian of classical fields which contains fractional partial derivatives is a function of the form

$$L = L(\phi, {}^{C}_{a}D^{\alpha}_{t}\phi, {}^{C}_{t}D^{\beta}_{b}\phi, {}^{C}_{a}D^{\alpha}_{x}\phi, {}^{C}_{x}D^{\beta}_{b}\phi, t).$$
(8)

We introduce the conjugate momenta as

$$\pi_{\alpha} = \frac{\partial L}{\partial_{\alpha} D_{\iota}^{\alpha} \phi}; \quad \pi_{\beta} = \frac{\partial L}{\partial_{\iota} D_{b}^{\beta} \phi}. \tag{9}$$

Thus, the Hamiltonian reads as

$$H = \pi_{\alpha} {}^{C}_{a} D_{t}^{\alpha} \phi + \pi_{\beta} {}^{C}_{t} D_{b}^{\beta} \phi - L .$$
⁽¹⁰⁾

Taking the total differential of both sides, we obtain

$$dH = \pi_{\alpha} d_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi + d \pi_{\alpha} {}_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi + \pi_{\beta} d_{t}^{C} D_{b}^{\beta} \phi + d \pi_{\alpha} {}_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi + \pi_{\beta} d_{t}^{C} D_{b}^{\beta} \phi + d \pi_{\alpha} {}_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi + d \pi_{\alpha} {}_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi + d \pi_{\alpha} {}_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi - \frac{\partial L}{\partial {}_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi} d_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi - \frac{\partial L}{\partial {}_{a}^{C} D_{b}^{\beta} \phi} d_{t}^{C} D_{b}^{\beta} \phi - \frac{\partial L}{\partial {}_{a}^{C} D_{x}^{\alpha} \phi} d_{a}^{C} D_{x}^{\alpha} \phi - \frac{\partial L}{\partial {}_{x}^{C} D_{b}^{\beta} \phi} d_{x}^{C} D_{b}^{\beta} - \frac{\partial L}{\partial {}_{t}^{C} d} d_{x}.$$

$$(11)$$

Substituting the values of the conjugate momenta, we get

$$dH = d\pi_{\alpha} {}^{C}_{a} D_{t}^{\alpha} \phi + d\pi_{\beta} {}^{C}_{t} D_{b}^{\beta} \phi - \frac{\partial L}{\partial \phi} d\phi \\ - \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \phi} d {}^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \phi - \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{x} D_{b}^{\beta} \phi} d {}^{C}_{x} D_{b}^{\beta} \bigg\}. (12) \\ - \frac{\partial L}{\partial t} dt$$

Using the Euler-Lagrange equation (7), we obtain

$$dH = d \pi_{\alpha} {}^{C}_{a} D_{t}^{\alpha} \phi + d \pi_{\beta} {}^{C}_{t} D_{b}^{\beta} \phi + \left({}^{C}_{a} D_{t}^{\beta} \pi_{\beta}^{C} + {}^{C}_{t} D_{b}^{\alpha} \pi_{\alpha}^{C} + \right) \\ \left({}^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{x} D_{b}^{\alpha} \phi} + {}^{C}_{x} D_{b}^{\beta} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{a} D_{x}^{\beta} \phi} \right) d\phi \\ - \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \phi} d {}^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \phi - \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{x} D_{b}^{\beta} \phi} d {}^{C}_{x} D_{b}^{\beta} \phi \\ - \frac{\partial L}{\partial t} dt .$$

$$(13)$$

But the Hamiltonian is a function of the form

$$H = H \left(\phi, \pi_{\alpha}, \pi_{\beta}, {}^{c}_{a} D_{x}^{\alpha} \pi_{\alpha}, \right. \\ \left. {}^{c}_{x} D_{b}^{\beta} \pi_{\beta}, {}^{c}_{a} D_{x}^{\alpha} \phi, {}^{c}_{x} D_{b}^{\beta} \phi, t \right) \right\}.$$
(14)

Thus, the total differential of the Hamiltonian takes the form

$$dH = \frac{\partial H}{\partial \phi} d\phi + \frac{\partial H}{\partial \pi_{\alpha}} d\pi_{\alpha} + \frac{\partial H}{\partial \pi_{\beta}} d\pi_{\beta}$$

$$+ \frac{\partial H}{\partial a D_{x}^{\alpha} \phi} d^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \phi + \frac{\partial H}{\partial c D_{b}^{C} D_{b}^{\beta} \phi} d^{C}_{x} D_{b}^{\beta} \phi$$

$$+ \frac{\partial H}{\partial a D_{x}^{\alpha} \pi_{\alpha}} d^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \pi_{\alpha} + \frac{\partial H}{\partial c D_{b}^{\alpha} \pi_{\beta}} d^{C}_{x} D_{b}^{\beta} \pi_{\beta}$$

$$+ \frac{\partial H}{\partial t} dt$$
(15)

Comparing Eq. (13) and Eq. (15), we get

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{\partial L}{\partial t};$$

$$\sum_{x}^{C} D_{b}^{\alpha} \left(\frac{\partial H}{\partial \frac{c}{a} D_{x}^{\alpha} \pi_{\alpha}} \right) + \frac{\partial H}{\partial \pi_{\alpha}} = \sum_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi;$$
(16a)

$${}^{C}_{a}D_{x}^{\beta}\left(\frac{\partial H}{\partial_{x}^{C}D_{b}^{\beta}\pi_{\beta}}\right)+\frac{\partial H}{\partial\pi_{\beta}}={}^{C}_{t}D_{b}^{\beta}\phi; \qquad (16b)$$

$$\frac{\partial H}{\partial_{a}^{C} D_{x}^{\alpha} \phi} = -\frac{\partial L}{\partial_{a}^{C} D_{x}^{\alpha} \phi};$$

$$\frac{\partial H}{\partial_{x}^{C} D_{b}^{\beta} \phi} = -\frac{\partial L}{\partial_{x}^{C} D_{b}^{\beta} \phi};$$
(17)

$$\frac{\partial H}{\partial \phi} = {}^{C}_{a} D_{t}^{\beta} \pi_{\beta} + {}^{C}_{t} D_{b}^{\alpha} \pi_{\alpha} + {}^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{x} D_{b}^{\alpha} \phi} + {}^{C}_{x} D_{b}^{\beta} \frac{\partial L}{\partial {}^{C}_{a} D_{x}^{\beta} \phi} \bigg\}.$$
 (18)

By using Eq. (17), Eq. (18) can be written as

$$\begin{cases} {}^{C}_{a}D_{\iota}^{\beta}\pi_{\beta} + {}^{C}_{\iota}D_{b}^{\alpha}\pi_{\alpha} = \frac{\partial H}{\partial\phi} + {}^{C}_{a}D_{x}^{\alpha}\frac{\partial H}{\partial {}^{C}_{x}D_{b}^{\alpha}\phi} \\ + {}^{C}_{x}D_{b}^{\beta}\frac{\partial H}{\partial {}^{C}_{a}D_{x}^{\beta}\phi} \end{cases} \end{cases} .$$
(19)

As a first example of continuous systems let us consider the following Lagrangian

$$L = i \hbar \psi^{+} {}^{C}_{a} D^{\alpha}_{t} \psi$$
$$- \frac{\hbar^{2}}{2m} {}^{C}_{a} D^{\alpha}_{x} \psi^{C}_{a} D^{\alpha}_{x} \psi^{+} - V (x) \psi \psi^{+}$$
(20)

The conjugate momenta are calculated as

$$\pi_{\alpha} = \frac{\partial L}{\partial_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \psi} = i \hbar \psi^{+};$$

$$\pi_{\alpha}^{*} = \frac{\partial L}{\partial_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \psi^{+}} = 0;$$
(21)

$$\pi_{\beta} = \frac{\partial L}{\partial_{t}^{C} D_{b}^{\beta} \psi} = 0; \quad \pi_{\beta}^{*} = \frac{\partial L}{\partial_{t}^{C} D_{b}^{\beta} \psi^{+}} = 0. \quad (22)$$

Thus, the Hamiltonian reads as

$$H = \pi_{\alpha} {}^{C}_{a} D_{t}^{\alpha} \psi + \pi_{\alpha}^{*} {}^{C}_{a} D_{t}^{\alpha} \psi^{+} + \pi_{\beta} {}^{C}_{t} D_{b}^{\beta} \psi + \pi_{\beta}^{*} {}^{C}_{t} D_{b}^{\beta} \psi^{+} - L \bigg\}.$$
(23)

Substituting the Lagrangian, we get

$$H = -\frac{i\hbar}{2m} {}^{c}_{a} D^{\alpha}_{x} \psi^{c}_{a} D^{\alpha}_{x} \pi_{\alpha} - \frac{i}{\hbar} V \psi \pi_{\alpha}. \qquad (24)$$

Using Eqs.(16) and Eq.(18) we obtain

$$i\hbar^{C}_{a}D^{\alpha}_{t}\psi = V\psi + \frac{\hbar^{2}}{2m}{}^{C}_{x}D^{\alpha}_{b}{}^{C}_{a}D^{\alpha}_{x}\psi, \qquad (25)$$

and

$$i\hbar_{t}^{C}D_{b}^{\alpha}\psi^{+} = V\psi^{+} + \frac{\hbar^{2}}{2m} {}_{x}^{C}D_{b}^{\alpha}{}_{a}^{C}D_{x}^{\alpha}\psi^{+}.$$
 (26)

If α goes to 1, Eq. (25) and Eq. (26) lead to the Schrödinger equation and its complex conjugate [22].

As a second example of continuous systems consider the Lagrangian

$$L = {}^{C}_{a} D^{\alpha}_{t} \phi {}^{C}_{a} D^{\alpha}_{t} \phi^{*} - c {}^{2}{}^{C}_{a} D^{\alpha}_{x} \phi {}^{C}_{a} D^{\alpha}_{x} \phi^{*} - \mu_{0}^{2} c^{2} \phi \phi^{*} \right\}.$$
(27)

The conjugate momenta are given by

$$\pi_{\alpha} = {}^{C}_{a} D_{t}^{\alpha} \phi^{*}; \qquad \qquad \pi_{\beta} = 0; \qquad (28)$$

$$\pi_{\alpha}^{*} = {}_{a}^{C} D_{t}^{\alpha} \phi ; \qquad \qquad \pi_{\beta}^{*} = 0.$$
 (29)

Then the Hamiltonian is obtained as

$$H = \pi_{\alpha} \pi_{\alpha}^{*} + c^{2} {}^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \phi^{C}_{a} D_{x}^{\alpha} \phi^{*} + \mu_{0}^{2} c^{2} \phi \phi^{*}.$$
 (30)

The equations of motion are

$$\pi_{\alpha}^{*} = {}_{a}D_{t}^{\alpha}\phi; \qquad \qquad \frac{\partial H}{\partial \pi_{\beta}} = 0; \qquad (31)$$

$$\pi_{\alpha} = {}^{C}_{a} D_{t}^{\alpha} \phi^{*}; \qquad \qquad \frac{\partial H}{\partial \pi_{\beta}^{*}} = 0; \qquad (32)$$

$${}^{C}_{t}D^{\alpha}_{b}{}^{C}_{a}D^{\alpha}_{t}\phi^{*} = \mu_{0}^{2}c^{2}\phi^{*} + c^{2}{}^{C}_{x}D^{\beta}_{b}{}^{C}_{a}D^{\beta}_{x}\phi^{*}, \quad (33)$$

and

$${}^{C}_{t}D^{\alpha}_{b}{}^{C}_{a}D^{\alpha}_{t}\phi = \mu^{2}_{0}c^{2}\phi + c^{2}{}^{C}_{x}D^{\beta}_{b}{}^{C}_{a}D^{\beta}_{x}\phi .$$
(34)

Again one may obtain the same result using the Euler-Lagrange Equation given by Eq.(7). If

References

- [1]Podlubny, I., "Fractional Differential Equations", (Academic Press, New York, 1999).
- [2]Agrawal, O.P., ASME Design Engeneering Technical Conferences (1999).
- [3]Rousan, A., Malkawi, E., Rabei, E.M. and Widyan, H., Frac. Calc. Appl. Anal. 5 (2002) 155.
- [4]Kilmek, M., Czechoslovak Journal of Physics, 52 (2002) 1247.
- [5]Dreisi-gmeyer, David, W. and Yoang, P.M., Journal of Physics A, 36 (2003) 3297.
- [6]Riewe, F., Physical Review E, 53 (1996) 1890.
- [7]Riewe, F., Physical Review E, 55 (1997) 3581.
- [8]Rabei, E.M., Al halholy, T.S. and Rousan, A., Int. J. of Mod. Phys. A, 19 (2004) 3083.
- [9]Rabei, E.M., Al halholy, T.S. and Taani, A.A., Turkish Journal of Physics, 28 (2004) 1.
- [10]Herrmann, R., Properties of a Fractional Derivative Schrödinger Type Wave Equation and a New Interpretation of the Charmonium Spectrum. ArXiv:math-ph/0510099 v4 4 Jun. (2006).
- [11]Agrawal, O.P., Journal of Applied Mechanics, 53 (2001) 339.

 $\alpha \rightarrow 1$, Eq. (33) and Eq. (34) lead to the Klein-Gordon equation and its complex conjugate.

4. Conclusion

In this paper we have constructed the Hamiltonian formulation of classical fields by using Caputo fractional derivatives. We observed that both fractional Euler-Lagrange equations and fractional Hamiltonian equations give the same results.

In special cases, when the derivatives are of integral order $(\alpha \rightarrow 1)$, the approach presented here and the resulting equations of motion are very similar to those obtained for ordinary calculus. This case is demonstrated by applying the approach for two continuous fields that lead to the Schrödinger and Klein-Gordon equations.

- [12]Agrawal, O.P., J. Math. Anal. Appl. 272 (2002) 368.
- [13]Agrawal, O.P., J. Phys. A: Math. Gen. 39 (2006) 10375.
- [14]Baleanu, D. and Agrawal, O.P., Czech. Phys. 56 (2006) 1087.
- [15]Al-Tarawneh, K.M., Ph.D. Thesis, Jordan University, August (2008).
- [16]Rabei, E.M., Nawafleh, K.I., Hijjawi, R.S., Muslih, S.I. and Baleanu, D., J. Math. Anal. Appl. 327 (2007) 891.
- [17]Rabei, E.M., Almayteh, I., Muslih, S.I. and Baleanu, D., Physica Scripta. 77 (2008) 1.
- [18]Baleanu, D., Signal Processing, 86(10) (2006) 2632.
- [19]Baleanu, D., Phys. Scr. T136 (2009) 014006.
- [20]Baleanu, D. and Muslih, S., Phys. Scripta. 72 (2005) 119.
- [21]Muslih, S. and Baleanu, D., J. Math. Anal. Appl. 304 (2005) 599.
- [22]Goldstein, H., "Classical Mechanics", 2nd ed, (Addison Wesley, 1980).

، كافة
للمحطات
(Kpa)
وحدات
(e _a)
الفعلي
الماء
با.
لضغط
الشهرية
لمعدلات
ملحق

Basrah Salman	Nasiriya	Samawa	Amara	Najaf	Nukhaib	Kut	Rutba	Baghdad	Khalis	Ana	Baiji	Kirkuk	Sulaimaniya	Baag	Erbil	Mosul	Zakho	Stations		Months				
1.070 0.883	1.005	0.938	1.024	0.947	0.809	1.029	0.788	1.003	0.986	0.864	0.949	0.881	0.720	0.840	0.727	0.859	0.681		JAN					
$1.063 \\ 0.861$	1.029	0.984	1.081	0.940	0.811	1.046	0.771	0.996	1.017	0.870	0.973	0.923	0.685	0.852	0.739	0.899	0.720		FEB					
1.227 0.882	1.183	1.118	1.287	1.061	0.932	1.212	0.852	1.135	1.165	0.966	1.158	1.040	0.802	0.920	0.908	1.080	0.850		MAR					
1.479 0.959	1.451	1.326	1.587	1.331	1.053	1.518	1.014	1.359	1.488	1.179	1.386	1.309	1.055	1.173	1.160	1.396	1.166		APR					
1.517 1.163	1.525	1.415	1.705	1.422	1.057	1.542	1.105	1.500	1.638	1.218	1.496	1.331	1.109	1.181	1.236	1.463	1.221		MAY					
1.459 1.018	1.405	1.371	1.601	1.338	1.138	1.492	1.151	1.505	1.779	1.181	1.504	1.303	0.938	1.319	1.198	1.341	1.018		JUN		ات كافة.			
1.610 0.949	1.492	1.451	1.688	1.394	1.233	1.600	1.277	1.703	1.984	1.492	1.690	1.470	1.056	1.455	1.397	1.501	1.092		JUL		K المحط (K		حبو ويونس	
1.709 0.831	1.572	1.536	1.749	1.399	1.325	1.673	1.327	1.796	2.012	1.511	1.744	1.512	1.085	1.496	1.356	1.521	1.041		AUG		دات (pa	,	II.	
1.613 1.018	1.565	1.485	1.656	1.433	1.245	1.567	1.217	1.732	1.844	1.396	1.648	1.334	0.966	1.343	1.197	1.394	0.899		SEP		(e _a) بود			
1.677 1.009	1.557	1.444	1.642	1.395	1.289	1.545	1.191	1.621	1.692	1.333	1.572	1.306	1.014	1.293	1.084	1.356	1.132		OCT		اء الفعلي			
1.396 0.978	1.336	1.277	1.395	1.211	1.102	1.328	0.987	1.294	1.309	1.135	1.276	1.194	0.948	1.068	0.961	1.132	0.964		NOV		ل بخار الم			
1.159 0.859	1.103	1.032	1.139	1.043	0.883	1.186	0.876	1.086	1.052	0.971	1.036	0.970	0.740	0.935	0.808	0.949	0.764		DEC		هرية لضغط			

÷Ê.
Ē
6
<u>ٿ</u> ا:
لإيثام
i)
المتغي
C
ję.
وعلاقته
G÷
E
.r
"ኬ.
\sim
ĸ
.r
"ሌ.
Ē
C٠
<u>ت</u> لمية ت

	\mathbf{Colmon} $\mathbf{T_{min}}$ 4.1 6.2	Basian T_{max} 17.9 20.7	B $rath$ T _{min} 7.7 9.4	$T_{max} = 17.2 = 20.2$	\mathbf{T}_{min} T _{min} 6.3 8.1	Months JAN FEB	
ととつ	11.0	25.6	13.8	25.6	12.6	MAR	
20 T	18.5	32.8	19.8	32.0	18.8	APR	
7 T 2	24.6	39.5	25.4	38.9	23.8	MAY	
<i>A C D</i>	27.0	43.8	27.8	43.2	26.6	JUN	
<i>44</i> 0	29.1	46.0	29.4	45.3	28.5	JUL	
1 27	26.4	45.9	28.6	45.2	27.9	AUG	
א 41	25.3	42.4	25.1	42.1	24.4	SEP	
34 0	21.8	36.2	20.7	35.5	19.5	OCT	
として	13.5	26.7	14.1	26.0	12.8	NOV	
191	3.7	19.9	9.1	19.3	7.8	DEC	

ملحق (3): المعدلات الشهرية للرطوبة النسبية (RH%) للمحطات كافة.

Salman	Basrah	Nasiriya	Samawa	Amara	Najaf	Nukhaib	Kut	Rutba	Baghdad	Khalis	Ana	Baiji	Kirkuk	Sulaimaniya	Baag	Erbil	Mosul	Zakho	Stations		Months
60.4	69.0	68.9	66.3	72.0	69.0	63.5	74.4	70.6	72.1	77.6	77.2	76.4	72.6	72.4	77	67.0	79.7	65.2		JAN	
50.6	58.7	59.7	58.3	63.8	58.0	56.1	65.1	60.8	60.2	68.1	66.8	67.9	67.8	66.4	69	63.0	73.8	62.7		FEB	
38.4	50.5	49.9	49.1	56.8	49.0	47.5	57.6	52.0	50.8	58.5	56.3	59.9	58.9	61.5	59	59.0	67.5	58.1		MAR	
27.1	40.6	41.9	39.1	47.1	41.0	36.4	47.3	42.8	41.7	52.8	45.1	49.6	50.9	53.1	51	53.0	61.3	54.5		APR	
24.2	29.1	30.8	29.5	34.7	31.0	26.5	32.9	33.9	31.8	41.2	33.1	36.8	34.5	38.6	34	38.0	42.9	40.3		MAY	
16.8	22.9	23.0	23.2	25.8	23.0	21.9	25.2	27.6	25.2	34.7	27.0	28.3	24.5	22.7	28	26.0	27.6	23.0		JUN	
14	22.7	21.9	22.2	24.0	21.0	20.9	24.0	26.5	24.7	34.0	26.3	26.9	23.0	19.8	25	25.0	25.1	19.6		JUL	
13.7	24.5	23.4	23.9	25.9	22.0	23.3	25.9	27.8	27.0	35.0	27.2	28.6	24.4	21.8	27	25.0	26.4	19.6		AUG	
18.1	27.9	27.7	27.5	29.5	27.0	25.7	29.9	30.0	31.9	40.2	31.9	33.5	27.3	23.5	31	28.0	31.3	21.2		SEP	
24.6	39.7	38.7	37.3	41.6	38.0	38.4	40.6	41.3	42.4	50.0	44.4	46.2	38.8	39.5	42	37.0	45.7	41.1		OCT	
37.8	54.6	55.2	53.5	58.6	55.0	55.7	57.4	55.8	57.9	65.2	62.5	62.9	58.5	60.8	85	53.0	64.5	58.7		NOV	
57.1	66.6	66.9	63.8	70.1	68.0	65.5	72.2	70.2	69.6	74.7	76.8	75.0	69.6	71.3	76	66.0	78.2	64.3		DEC	

C
įĘ.
۶e
6
÷e
1
5
_

		Monthe												
	Stations		JAN	FEB	MAR	APR	MAY	JUN	JUL	AUG	SEP	OCT	N	VU
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	Zalaha	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	2.7	3.9	7.0	11.8	16.2	21.6	25.6	24.8	21.1	15.4	8	·2
	Zakno	T_{max}	11.4	12.9	16.9	23.5	29.9	37.0	41.2	40.3	36.1	27.9	19	. <u></u> 0
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	2.2	3.3	6.6	11.2	16.0	21.3	25.1	24.2	19.1	13.7	T	is.
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	INSOIM	T_{max}	12.4	14.6	19.2	25.3	32.9	39.5	43.3	42.7	38.2	30.5	2(9.9
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	D-1-1	T_{min}	3.2	3.4	7.0	11.5	17.0	21.9	25.1	24.7	20.7	15.7	9	.1
	ETUI	T_{max}	12.0	13.7	18.1	24.2	31.3	37.9	41.5	40.9	36.5	29.3	2	0.9
	Door	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	2.9	3.5	6.2	11.7	17.5	21.6	25.3	23.9	19.9	15.3	∞	3.2
	Dady	T_{max}	12.3	14.8	18.8	25.3	32.7	38.6	42.5	41.8	37.2	30.7	2	1.7
	C-1	T_{min}	1.4	2.2	5.3	10.8	16.5	22.2	27.0	25.1	21.1	14.3	7	.2
$ \begin{array}{llllllllllllllllllllllllllllllllllll$	Sutamaniya	L T _{max}	11.0	11.4	15.1	22.2	28.4	34.9	39.3	38.4	35.3	26.7	18	3.3
$ \begin{array}{llllllllllllllllllllllllllllllllllll$	Varley	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	4.6	5.7	9.4	14.6	20.4	25.5	28.6	28.1	24.5	19.1	11	.s
	NITKUK	T_{max}	13.8	15.9	20.1	26.6	34.0	40.0	43.5	42.9	38.2	31.1	22	5
	Dotti	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	3.8	5.3	9.1	14.7	20.3	24.4	27.2	26.3	22.1	16.8	9.	9
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	تاتەت	T_{max}	14.8	17.3	22.4	28.6	35.4	40.5	43.7	43.3	39.5	32.5	23	ω
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	١٣٥	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	2.3	3.3	6.8	12.7	17.8	20.9	25.1	24.3	19.5	13.9	7.	Γ
	Alla	T_{max}	13.2	16.1	20.7	27.9	34.0	37.0	41.9	41.7	37.6	30.7	21	.6
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	Khalie	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	4.0	5.4	9.1	14.1	18.8	22.2	24.5	23.8	19.7	15.8	9.	<u> </u>
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	NIIAIIS	T_{max}	15.2	18.2	23.1	29.1	35.5	40.5	42.9	42.8	38.7	32.8	23	ω
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Ranhdad	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	7.1	9.4	13.4	19.9	25.5	28.8	31.2	30.4	26.4	21.1	13	.6
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Daginau	T_{max}	15.6	18.5	23.7	29.8	36.7	41.5	44.3	43.7	40.1	33.4	23	.6
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	Dutha	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	2.0	3.3	6.7	11.5	16.2	20.4	22.9	22.6	19.3	14.2	7.	L
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	NutDa	T_{max}	13.3	15.5	19.7	26.1	31.7	36.0	38.6	38.5	35.8	29.6	21	.0
$ \begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	Kint	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	6.2	7.6	11.4	17.1	22.2	25.4	27.4	26.6	22.1	18.6	12	<i>і</i> 2
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	INUL	T_{max}	16.0	18.8	23.3	30.9	38.2	42.9	45.2	44.7	41.1	34.5	25	:2
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Ninkaik	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	2.9	4.7	9.0	14.8	19.7	23.5	25.4	24.8	21.6	16.5	9.	4
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	INUNIALD	T_{max}	15.8	17.8	22.8	29.4	35.2	40.3	42.8	42.1	39.3	32.3	22	8.
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Naiaf	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	5.5	7.4	11.4	17.5	22.7	26.6	28.9	27.9	24.3	19		0
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	тлајат	T_{max}	16.2	19.1	24.0	31.0	37.4	41.9	44.4	43.7	40.5	33.4	24	÷
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	A mara	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	6.3	8.3	12.4	18.0	23.8	27.1	29.1	28.2	24.0	19.1	12	.6
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		T_{max}	16.6	19.7	24.6	31.7	38.7	43.4	45.9	45.2	42.1	35.2	25.	L.
Salliawa T _{max} 16.8 20.1 25.1 32.1 38.4 42.6 44.5 44.	Camaura	$\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$	5.7	7.3	11.6	17.5	23.1	26.0	27.8	27.0	23.5	18.9	12	ω
	Jamawa	T_{max}	16.8	20.1	25.1	32.1	38.4	42.6	44.5	44.4	41.3	34.8	25	.9

ملحق (2): المعدلات الشهرية لدرجات حرارة الهواء الصغرى (Tmin) والعظمى (Tmax) بوحدات (^C°) للمحطات كافة.

		Salman					Basrah					Nasiriya					Samawa					Amara					Najaf			Stations
Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Months
4.61	11.6	15.8	20.9	0.665	4.71	11.3	15.7	20.9	0.642	4.42	10.6	15.4	20.6	0.640	4.45	11.3	15.3	20.4	0.682	4.29	10.4	15.1	20.1	0.621	4.25	10.7	15.0	20.0	0.660	JAN
6.46	14.4	19.2	25.4	0.70	6.66	14.5	19.0	25.4	0.703	6.42	13.9	18.8	25.1	0.680	6.39	14.1	18.7	25.0	0.710	6.29	13.5	18.5	24.7	0.689	6.12	13.6	18.5	24.6	0.700	FEB
8.59	17.2	23.7	31.4	0.654	9.11	17.5	23.6	31.4	0.673	8.75	16.7	23.4	31.2	0.643	8.87	17.2	23.4	31.1	0.686	8.65	16.2	23.2	30.9	0.633	8.51	16.5	23.2	30.9	0.664	MAR
10.72	20.7	27.7	36.8	0.689	11.32	20.3	27.6	36.8	0.667	11.05	19.7	27.5	36.7	0.644	11.09	20.2	27.5	36.6	0.682	11.31	19.9	27.4	36.5	0.680	10.92	19.7	27.4	36.5	0.676	APR
12.23	22.8	30.2	40.1	0.699	12.88	23.2	30.1	40.1	0.718	12.16	21.4	30.1	40.1	0.668	12.54	22.5	30.1	40.1	0.704	13.01	22.6	30.1	40.1	0.722	12.45	22.2	30.1	40.1	0.703	MAY
13.08	25.8	31.1	41.2	0.821	13.94	25.9	30.9	41.2	0.824	12.13	21.8	31.0	41.3	0.708	13.89	25.9	31.0	41.3	0.840	14.27	25.8	31.0	41.3	0.849	13.66	25.4	31.1	41.4	0.831	JUN
12.53	25.8	30.6	40.5	0.841	13.62	25.1	30.4	40.5	0.808	12.23	22.3	30.4	40.6	0.726	13.75	25.8	30.4	40.6	0.863	13.91	25.4	30.5	40.6	0.849	13.37	25.3	30.5	40.6	0.849	JUL
11.18	24.2	28.5	37.8	0.851	12.79	24.0	28.4	37.8	0.837	11.42	21.2	28.3	37.8	0.763	12.78	24.5	28.3	37.8	0.889	12.95	24.2	28.3	37.7	0.883	12.35	24.2	28.3	37.7	0.892	AUG
9.39	20.9	25.0	33.2	0.831	10.65	21.2	24.9	33.2	0.848	9.83	19.3	24.8	33.0	0.791	10.28	20.8	24.7	32.9	0.849	10.49	20.7	24.6	32.8	0.863	9.94	20.2	24.6	32.7	0.839	SEP
6.56	15.9	20.4	27.1	0.738	7.90	16.6	20.3	27.1	0.793	7.30	15.4	20.1	26.8	0.757	7.34	16.1	20.0	26.7	0.787	7.46	15.7	19.8	26.4	0.784	7.01	15.4	19.8	26.4	0.764	OCT
4.67	12.5	16.5	21.9	0.703	5.35	12.7	16.4	21.9	0.726	4.97	11.6	16.2	21.5	0.686	5.01	12.3	16.1	21.4	0.731	4.96	11.7	15.8	21.1	0.702	4.73	11.7	15.8	21.0	0.710	NOV
3.88	10.4	14.7	19.4	0.629	4.16	10.7	14.6	19.4	0.667	3.83	9.6	14.3	19.1	0.628	3.79	10.1	14.2	18.9	0.641	3.74	9.6	14.0	18.6	0.617	3.65	9.7	13.9	18.5	0.642	DEC

تخمين صافي الإشعاع في العراق وعلاقته ببعض المتغيرات الإشعاعية والمناخية

	Nukhaib						Kut					Rutba					Baghdad					Khalis					Ana					Baiji			Stations
Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Rn	Rs	Rso	Ra	n/N	Months
4.19	10.8	15.1	20.0	0.675	4.21	10.3	14.8	19.8	0.650	3.86	9.2	14.8	19.4	0.644	3.98	10.3	14.4	19.2	0.603	3.71	8.8	14.2	18.8	0.564	3.53	8.6	13.9	18.5	0.582	3.47	8.2	13.9	18.4	0.543	JAN
6.15	13.9	18.6	24.6	0.725	6.12	13.2	18.3	24.4	0.692	5.71	12.4	18.3	24.0	0.681	5.91	13.4	17.9	23.9	0.670	5.50	11.6	17.7	23.6	0.617	5.35	11.6	17.5	23.3	0.653	5.27	11.2	17.5	23.2	0.620	FEB
8.67	17.1	23.3	30.9	0.705	8.70	16.5	23.1	30.7	0.680	8.41	16.3	23.2	30.5	0.686	8.43	16.5	22.8	30.4	0.679	8.07	15.2	22.6	30.2	0.642	7.87	15.1	22.5	29.9	0.660	7.73	14.4	22.5	29.8	0.617	MAR
10.74	19.9	27.6	36.5	0.687	11.13	19.6	27.3	36.4	0.683	11.11	20.4	27.7	36.3	0.682	11.09	20.2	27.2	36.2	0.676	10.59	18.4	27.1	36.1	0.652	10.06	17.9	27.1	36.0	0.644	9.97	17.3	27.1	36.0	0.614	APR
11.96	21.9	30.3	40.1	0.690	12.88	22.8	30.1	40.1	0.744	12.85	23.1	30.6	40.1	0.731	12.82	22.9	30.1	40.1	0.739	12.63	21.6	30.1	40.1	0.716	11.72	20.7	30.2	40.1	0.685	12.07	20.8	30.2	40.1	0.698	MAY
13.45	25.3	31.3	41.4	0.827	14.18	25.9	31.1	41.4	0.865	14.22	26.1	31.6	41.5	0.872	13.88	25.3	31.1	41.5	0.849	14.23	24.5	31.2	41.5	0.824	13.16	23.9	31.3	41.6	0.811	13.33	23.6	31.3	41.6	0.798	JUN
13.24	25.1	30.7	40.6	0.843	13.81	25.3	30.5	40.6	0.861	14.02	25.9	31.0	40.7	0.885	13.85	25.1	30.5	40.7	0.848	13.94	23.8	30.5	40.7	0.815	13.01	23.4	30.6	40.7	0.812	13.12	23.2	30.6	40.7	0.805	JUL
12.16	23.5	28.5	37.7	0.854	12.76	23.9	28.2	37.6	0.886	12.40	23.5	28.6	37.6	0.885	12.55	23.1	28.2	37.5	0.873	12.83	22.5	28.1	37.5	0.848	11.90	22.2	28.1	37.4	0.851	12.03	21.9	28.1	37.4	0.838	AUG
9.78	20.3	24.7	32.7	0.842	10.36	20.6	24.5	32.6	0.881	9.97	20.3	24.7	32.4	0.865	10.16	19.8	24.3	32.3	0.829	10.22	19.0	24.1	32.1	0.827	9.39	18.7	24.0	31.9	0.832	9.58	18.5	24.0	31.9	0.824	SEP
7.01	15.4	19.9	26.3	0.772	7.25	15.6	19.6	26.1	0.806	7.00	15.6	19.7	25.8	0.787	7.11	15.3	19.3	25.7	0.746	6.86	13.9	19.1	25.5	0.735	6.34	13.7	18.9	25.1	0.746	6.39	13.3	18.9	25.1	0.718	OCT
4.79	12.0	15.9	21.0	0.747	4.73	11.5	15.6	20.8	0.712	4.44	11.2	15.6	20.4	0.737	4.48	11.2	15.2	20.3	0.695	4.38	10.5	15.0	20.0	0.686	4.04	9.9	14.7	19.6	0.666	4.06	9.7	14.7	19.5	0.655	NON
3.55	9.5	14.0	18.5	0.616	3.67	9.6	13.7	18.3	0.652	3.38	9.0	13.6	17.9	0.631	3.32	9.0	13.3	17.7	0.623	3.17	8.1	13.1	17.4	0.567	2.97	7.5	12.8	17.0	0.528	2.95	7.4	12.7	16.9	0.528	DEC

Article

الرجبو ويونس

120

والمناخية
×.
لإشعاعية
المتغيرات
C
je. Ie
وعلاقته
c .
العراق
ŝ
D +
الإشعاع
:C
صافر
تدمين تدمين

الملاحق

	(Rs)
	الکلي
	مسى
	<u>ال</u> ۲
	لإشعا
	.(Rs
	٥ بۇ:
	الصافر
	للأيام
	الک
	مسىي
	لإشعا
	. (R
	a) يي
	۰٤ ۲
	الغلاف
	خارج
	مسى
	لإشعا
کافة.	(n/\
حطات	с С
۲) ال	السبطو
⁄IJ/m	
$^2 \cdot d$	ξ:
<u>در ان</u>	يكل
F) بو	لشهري
cn) c	۔ ۲.
لاشعا	المعا
- عافي	:(1)
ود	<u>يا</u> يا
	-

	Months											11011	
Stations		JAN	гев	MAK	APK	MAY	JUN	JUL	AUG	SEP		NON	
	n/N	0.455	0.489	0.496	0.576	0.680	0.794	0.849	0.847	0.836	0.716	0.549	0.484
	Ra	16.9	21.8	28.8	35.4	40.0	41.7	40.7	37.0	31.0	23.8	18.0	15.3
Zakho	Rso	12.8	16.5	21.8	26.9	30.3	31.7	30.9	28.1	23.5	18.0	13.6	11.6
	Rs	6.3	8.5	11.3	15.2	19.2	22.2	22.8	20.6	17.1	11.8	7.5	5.9
	Rn	2.72	4.19	6.31	8.96	11.23	12.22	12.10	10.43	7.83	5.29	3.14	2.28
	n/N	0.477	0.531	0.579	0.607	0.711	0.840	0.839	0.850	0.846	0.738	0.636	0.480
	Ra	17.4	22.3	29.1	35.6	40.0	41.7	40.7	37.1	31.3	24.2	18.5	15.9
Mosul	Rso	13.1	16.8	22.0	26.9	30.2	31.5	30.7	28.0	23.6	18.2	13.9	12.0
	Rs	6.7	9.7	12.6	16.1	19.9	21.7	21.5	19.6	16.9	11.8	8.3	6.1
	Rn	2.99	4.70	6.99	9.56	11.77	12.38	12.13	10.75	8.59	5.62	3.48	2.55
	n/N	0.489	0.554	0.561	0.549	0.652	0.789	0.788	0.840	0.827	0.718	0.608	0.471
	Ra	17.5	22.3	29.2	35.6	40.0	41.7	40.7	37.1	31.3	24.3	18.6	15.9
Erbil	Rso	13.3	16.9	22.1	27.0	30.4	31.6	30.9	28.2	23.8	18.4	14.1	12.1
	Rs	7.0	9.6	12.7	15.3	19.1	22.6	22.1	21.0	17.6	12.3	8.5	6.3
	Rn	2.95	4.58	6.90	9.01	11.19	12.64	12.34	11.17	8.59	5.45	3.35	2.48
	n/N	0.488	0.488	0.620	0.650	0.703	0.818	0.838	0.856	0.819	0.745	0.647	0.491
	Ra	17.6	22.4	29.3	35.7	40.1	41.7	40.7	37.2	31.4	24.3	18.7	16.0
Baag	Rso	13.3	17.0	22.1	27.0	30.3	31.5	30.8	28.1	23.8	18.4	14.1	12.1
	Rs	7.1	9.0	13.6	17.1	20.2	23.3	23.1	21.4	17.5	12.7	8.9	6.5
	Rn	3.07	4.52	7.24	9.76	11.52	13.09	12.84	11.53	8.81	5.81	3.53	2.61
	n/N	0.521	0.504	0.500	0.590	0.703	0.832	0.854	0.877	0.852	0.724	0.625	0.545
	Ra	17.9	22.7	29.5	35.8	40.1	41.6	40.7	37.2	31.6	24.6	18.9	16.3
Sulaimaniya	Rso	13.7	17.4	22.6	27.5	30.8	32.0	31.3	28.6	24.2	18.9	14.5	12.5
	Rs	7.6	9.4	12.2	16.3	20.4	23.8	23.7	22.0	18.3	12.8	9.0	7.1
	Rn	3.21	4.68	6.82	9.50	11.78	12.86	12.53	11.27	8.60	5.73	3.67	2.71
	n/N	0.543	0.569	0.604	0.600	0.666	0.782	0.787	0.830	0.839	0.738	0.651	0.566
	Ra	17.9	22.7	29.5	35.8	40.1	41.6	40.7	37.2	31.6	24.6	19.0	16.4
Kirkuk	Rso	13.6	17.2	22.3	27.1	30.3	31.5	30.8	28.2	23.9	18.6	14.4	12.4
	Rs	7.7	10.2	13.3	16.9	20.7	23.0	23.5	21.9	18.8	13.6	9.4	7.0
	Rn	3.21	4.89	7.23	9.76	11.84	12.77	12.90	11.62	9.11	6.03	3.77	2.71

الاستنتاجات

- 1- المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع لعموم العراق والتي تم إيجادها من الخرائط الكنتورية بلغت (3.3، والتي تم إيجادها من الخرائط الكنتورية بلغت (3.3، 13.1، 13.4، 12.2، 10.5، 8.2، 13.1، 13.1، 13.4، 12.2، 10.5، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.4، 13.1، 13.4, 13.4, 13
- 2- المعدل السنوي لصافي الأشعاع الذي تم ايجاده لعموم العراق من خلال الخريطة الكنتورية بلغ MJ/m².d (8.62)
- 3- علاقات الارتباط الخطية لعموم العراق بين المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) والمعدلات الشهرية لكل من [Rs ، Ra ، ا Rs كانت قوية حيث تراوح معامل الارتباط لها بين (0.986 و0.985).

المصادر والمراجع

[7] العتابي، اقبال خلف، "صيغة تجريبية لتقدير الفيض الحراري طويل الموجة"، اطروحة ماجستير، جامعة المستنصرية، كلية العلوم، قسم الانواء الجوية، (2000).

4- تم إيجاد علاقة ارتباط متعدد لعموم العراق بين

المعدلات الشهرية لصافى الإشعاع (Rn) والمعدلات

الشهرية لكل العناصر المناخية التالية (Rs, T_{max},

$$\label{eq:Rn} \begin{split} Rn &= -4.939 + 0.732 \ Rs - 5.67 \times 10^{-3} \ T_{max} \\ &- 4.98 \times 10^{-3} \ T_{min} + 3.348 \times 10^{-2} \ RH \end{split}$$

هذه العلاقة أعطت معامل ارتباط عالى بلغ

(R=0.999) وهذا يوضح دقة هذه العلاقة للتطبيق

T_{min}, RH) والعلاقة هي:

فى عموم مناطق العراق.

- [8] جاسم، خضر، "الموازنة الإشعاعية والموازنة المائية المناخية لمحطات مختارة في محافظة نينوى والمناطق المجاورة لها"، رسالة دكتوراة، جامعة الموصل، كلية التربية، قسم الجغرافية، (2010).
- [9] Irmak, S., Asce, M. and Hoogenboom, G., Journal of Irrigation and Drainage Engineering, ASCE, 129 (2003) 256.
- [10] Dharmaratine, A. and Chen, A., Caribbean Journal of Science, 35(1-2) (1999) 132.
- [11] Jennifer, M.J., Martha, C.A., Lee, C.F. and George, R.D., Journal of Hydrological Sciences, 49(3) (2004) 461.

- [1] Alados, I., Foyo, I. and Olmo, A.L., J. of Agric. and forest Met. 1(16) (2003) 221.
- [2] Hansen, S., Jensen, H., Nielsen, N. and Svendsen, H., Daisy "A soil plant system model". NPO report no. 10. The national agency of environmental protection, Copenhagen (1990).
- [3] Samani, Z., Bawazir, A., Bleiweiss, M., Skaggs, R. and Tran, V., Journal of Irrigation and Drainage engineering, 138(4) (2007) 291.
- [4] Ogolo, E. and Falodun, S., Journal of Engineering and Applied Sciences, 2(1) (2007) 125.
- [5] Allen, R.G., Pereira, L.S., Raes, D. and Smith, M., "Crop evapotranspiration -Guidelines for computing crop water requirements-FAO Irrigation and drainage paper 56", (FAO Rome, Italy, CH3, 1998) p. 45.
- [6] Al-Riahi, M., Al-Jumaily, K. and Kamies, I., Energy conversion and measurement, 44 (2003) 509.



مخطط (10): علاقة الارتباط بين صافي الإشعاع (Rn) وصافي الإشعاع قصير الموجة (Rns) لعموم المحطات.



مخطط (11): علاقة الارتباط بين صافى الإشعاع (Rn) وصافى الإشعاع طويل الموجة (Rnl) لعموم المحطات.



مخطط (12): علاقة الارتباط بين صافي الإشعاع (Rn) ونسبة السطوع (n/N) لعموم المحطات.

4- علاقات الارتباط بين المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) والمعدلات الشهرية للعناصر الإشعاعية والمناخية لعموم العراق

المخططات (8، 9، 10، 11، 12) توضح علاقات الارتباط الخطية بين المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rs) والمعدلات الشهرية لكل من [Rs، Ra، والمعدلات الشهرية لكل من (R، Rn، Rs، (Rn، Rn، Rns، Rs، Ra) معامل الارتباط العالي الذي بلغ (0.986) (0.985، 8250) على التوالى.

أما معامل الارتباط بين (Rn) وكل من (n/N،Rnl) فقد بلغ (0.707، 0.717) على التوالي. وهذا يوضح ان العلاقات الثلاث الأولى اكتر دقة في التنبؤ عن (Rn) بدلالة (Rn، Rs، Ra) في عموم العراق.

كما تم إيجاد علاقة ارتباط متعددة بين المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) والمعدلات الشهرية الشهرية لصافي الإشعاع (Rs, T_{max} , T_{min} , RH) لعموم العناصر المناخية (Rs, T_{max} , T_{min} , RH) لعموم العراق من خلال قيم جميع المحطات والعلاقة هي: $Rn = -4.939 + 0.732 \text{ Rs} -5.67 \times 10^{-3} T_{max} - 4.98 \times 10^{-3} T_{min} + 3.348 \times 10^{-2} \text{ RH}$ R = 0 هذه العلاقة أعطت معامل ارتباط عالى بلغ (R =)

مناطق العراق. عموم مناطق العراق.





مخطط (8): علاقة الارتباط بين صافي الإشعاع (Rn) والإشعاع الشمسي خارج الغلاف الجوي (Ra) لعموم المحطات.

مخطط (9): علاقة الارتباط بين صافي الإشعاع (Rn) والإشعاع الشمسي الكلي (Rs) لعموم المحطات.

المخطط (6) يوضح مقارنة بين المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) بوحدات (MJ/m².d) لعموم العراق بموجب طريقة الخرائط الكنتورية.إذ يلاحظ إن أعلى قيم للـ (Rn) كانت خلال شهر حزيران إذ بلغت

MJ/m².d (13.39)، إما أدنى قيمة لله (Rn) كانت خلال شهر كانون الأول إذ بلغت (3.35) MJ/m².d.



مخطط (6): المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) بوحدات (MJ/m^{2.}.d) لعموم العراق بموجب الخرائط الكنتورية.

3- توزيع المعدلات السنوية لصافى الإشعاع (Rn)

المخطط (7) يوضح توزيع المعدلات السنوية لصافي الاشعاع بوحدات (MJ/m^{2.}.d) للعراق اذ يتضح من المخطط:

- 1- المعدل السنوي لصافي الإشعاع لعموم العراق بلغ
 MJ/m².d (8.62)
- 2- الخطوط الكنتورية لصافي الاشعاع كانت متقاربة في المنطقة الشمالية ومتباعدة في المنطقتين الوسطى والجنوبية
- 3- عدد الخطوط الكنتورية التي تم الحصول عليها بلغ
 MJ/m².d (0.2) خطوط ويفاصلة كنتورية (0.2) (10)
 ولا تحصر بينها دوائر مغلقة.



مخطط (7): توزيع المعدلات السنوية لصافي الإشعاع(Rn) بوحدات (MJ/m² d) في العراق.



مخطط (5): توزيع المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع(Rn) بوحدات (MJ/m². d) في العراق خلال أشهرالخريف.





مخطط (4): توزيع المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) بوحدات (MJ/m². d) في العراق خلال أشهر الصيف.



مخطط (3): توزيع المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) بوحدات (MJ/m². d) خلال في العراق أشهر الربيع.



تخمين صافي الإشعاع في العراق وعلاقته ببعض المتغيرات الإشعاعية والمناخية

مخطط (2): توزيع المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) بوحدات (MJ/m². d) في العراق خلال أشهر الشتاء.

2- دراسة توزيع المعدلات الشهرية لصافى الاشعاع خلال اشهر السنة

المخطط (2) يوضح توزيع المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) بوحدات (MJ/m².d) في العراق خلال أشهر الشتاء، ويمكن الاستنتاج من هذا المخطط ما يلي:

- إن قيم المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع لعموم العراق والمحسوبة بواسطة طريقة الخطوط الكنتورية لأشهر الشتاء كانت (3.35، 3.87، الكنتورية لأشهر كانون الأول، كانون الثانى، شباط على التوالى.
- 2- الخطوط الكنتورية التي تم الحصول عليها لصافي الإشعاع كانت متباعدة بشكل واضح خلال شهري كانون الأول، كانون الثاني وبدرجة اقل في شهر شباط
- 3- الخطوط الكنتورية التي تم الحصول عليها لصافي الإشعاع بلغت (4، 5، 6) خطوط خلال أشهر كانون الأول، كانون الثاني، شباط على التوالي، الفاصلة الكنتورية بين الخطوط لجميع أشهر السنة . MJ/m².d (0.4)

المخطط (3) يوضح توزيع المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) بوحدات (MJ/m².d) في العراق خلال أشهر الربيع، ويمكن الاستنتاج من هذا المخطط ما يلي:

- 1- إن قيم المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع لعموم العراق والمحسوبة بواسطة طريقة الخطوط الكنتورية لأشهر الربيع كانت (8.2، 10.56، الكنتورية لأشهر آدار، نيسان، أيار على التوالى.
- 2- الخطوط الكنتورية التي تم الحصول عليها خلال شهري آذار ونيسان كانت متقاربة في المنطقتين الشمالية والوسطى ومتباعدة في المنطقة الجنوبية في حين في شهر أيار يلاحظ إن الخطوط الكنتورية فيه متباعدة.
- 3- عدد الخطوط الكنتورية التي تم الحصول عليها خلال شهري آذار ونيسان بلغت (7، 6) خطوط في حين بلغ عدد الخطوط في شهر أيار (4) خطوط.

المخطط (4) يوضح توزيع المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) بوحدات (MJ/m².d) في العراق خلال أشهر الصيف، ويمكن الاستنتاج من هذا المخطط ما يلي:

- 1- إن قيم المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع لعموم العراق والمحسوبة بواسطة طريقة الخطوط الكنتورية لأشهر الصيف حزيران، تموز، اب كانت (13.39، MJ/m².d (11.97) على التوالي.
- 2- الخطوط الكنتورية التي تم الحصول عليها خلال أشهر الصيف كانت متعرجة وبالأخص في المنطقتين الوسطى والجنوبية وتحصر بينها دوائر مغلقة.
- 5- لم يلاحظ تدرج في قيم الخطوط الكنتورية كلما اتجهنا من شمال العراق إلى جنوبه إذ إن معظم المناطق الجنوبية أعطت قيم مقاربة للمنطقة الشمالية في حين إن المناطق الوسطى وبالأخص الشمالية الغربية أعطت قيم للخطوط الكنتورية أعلى مما في باقي المناطق، بلغ عدد الخطوط الكنتورية التي تم الحصول عليها لصافي الإشعاع (5، 4، 6) خطوط خلال أشهر حزيران، تموز، أب على التوالي.

المخطط (5) يوضح توزيع المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) بوحدات (MJ/m².d) في العراق خلال أشهر الخريف، ويمكن الاستنتاج من هذا المخطط ما يلي:

- 1- ان قيم المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع لعموم العراق والمحسوبة بواسطة طريقة الخطوط الكنتورية لأشهر الخريف أيلول، تشرين الأول، تشرين الثاني هي (6.76، 6.76، 4.43) تشريا على التوالى.
- 2- الخطوط الكنتورية التي تم الحصول عليها خلال أشهر الخريف كانت متباعدة نوعا ما ولا تنحصر بينها دوائر مغلقة.
- 3-عدد الخطوط الكنتورية التي تم الحصول عليها بلغت (5، 6، 6) خطوط خلال أشهر أيلول، تشرين الأول، تشرين الثاني على التوالي.

تم في هذا البحث

- إيجاد المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn.)
- رسم خرائط كنتورية لصافي الإشعاع (Rn) وذلك خلال أشهر السنة. ثم تم إيجاد المعدل العام لصافي الإشعاع خلال أشهر السنة من خلال الخرائط الكنتورية.
- إيجاد علاقات الارتباط خطية بين المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) والمعدلات الشهرية لعناصر الإشعاع [n/N،Rnl، Rns،Rs، Ra] لعموم العراق.
- إيجاد علاقة ارتباط المتعدد بين المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) والمعدلات الشهرية للعناصرالمناخية التالية [RH، T_{min}, T_{max}, Rs] لعموم العراق.
 وقد تم استخدام:
- برنامج (Gis V-3.3) لتسقيط المحطات المختارة على الخارطة وبرنامج (Surfer (V 9.9.785) ونلك لكل شهر لرسم الخرائط الكنتورية لله (Rn) وذلك لكل شهر من أشهر السنة.
- برنامج (Global Mapper V 11) استخدم
 لإيجاد المساحات بين الخطوط الكنتورية.
- Microsoft Office كما تم استخدام برنامج
 Excel (2007))

بين (Rn) والمتغيرات الإشعاعية وذلك لعموم العراق.

Mintab) وبرنامج (Spss V.10) وبرنامج (
 برنامج (V.11) تم استخدامهما لإيجاد علاقات الارتباط (
 المتعدد بين صافي الإشعاع (Rn) والمتغيرات (Rs , Tmax , Tmin ,% RH)) المناخية (وذلك لعموم العراق.

الملاحق (1، 2، 3، 4) توضح المعدلات الشهرية للعناصر المناخية والإشعاعية للمحطات كافة.

النتائج والمناقشة

1- اختبار دقة نموذج الـ FAO-56 في تخمين صافى الإشعاع

لأجل اختبار دقة نتائج نموذج الـ FAO-56 في تخمين صافي الإشعاع، فإن المخطط (1) يوضح علاقة الارتباط بين القيم مقاسة لصافي الإشعاع لمدينة بغداد [8] مع قيم مخمنة بواسطة نموذج الـ FAO-56. [8] مع قيم مخمنة بواسطة نموذج الـ FAO-56. يوضح المخطط علاقة الارتباط الخطية الطردية القوية بين القيم المقاسة والقيم المخمنة لصافي الإشعاع، إذ بلغ معامل الارتباط بينهما (R0 = R) وهذا يوضح وجود تقارب كبير بين القيم المقاسة والقيم المخمنة للـ (Rn) وبالتالى يوضح دقة النموذج.



المخطط (1): علاقة الارتباط بين القيم المقاسة والمخمنة لله (Rn) في مدينة بغداد.

العتابي [7] سنة (2000)، خضر جاسم [8] سنة (2010).

Irmak وآخرون [9] سنة (2003) استخدموا الحد الأدنى من البيانات المناخية لتخمين صافي الإشعاع (Rn) في مناطق مختلفة من الولايات المتحدة الامريكية.

قام الباحثون (Dharmaratine, et al.) [10] سنة (1999) بتخمين صافي الاشعاع اليومي باستخدام البيانات الانوائية الروتينية في جامايكا. إذ وجدوا ان معامل الارتباط بين القيم المخمنة والقيم المقاسة بلغ (0.98).

الباحثون (Jennifer. *et al*) [11] سنة (2004) استخدموا بيانات الاقمار الصناعية في تخمين صافي الاشعاع في مناطق فلوريدا تحت ظروف السماء الصافية والغائمة، ووجدوا علاقات ارتباط قوية بين القيم المقاسة له(Rn) والقيم المخمنة بواسطة الاقمار الصناعية.

يهدف البحث إلى:

- إيجاد المعدلات الشهرية لصافي الإشعاع (Rn) لـ (19) محطة موزعة في عموم العراق وذلك من خلال نموذج (FAO-56) ورسم خرائط كنتورية لكل شهر من اشهر السنة.
- 2. إيجاد علاقات ارتباط خطية ومتعددة بين صافي الإشعاع (Rn) والعناصر المناخية والإشعاعية.

طرائق البحث

بالاستعانة بالهيئة العامة للأنواء الجوية العراقية أخذت بيانات العناصر الجوية التي يتطلبها النموذج الرياضي والمتمثلة بـ (السطوع الشمسي، درجات الحرارة العظمى والصغرى، الرطوبة النسبية) وذلك للفتره الزمنية (1980-2008) للمحطات (زاخو، الموصل، اربيل، البعاج، السليمانية كركوك، بيجي، عنة، الخالص، بغداد، الرطبة، الكوت، النخيب، النجف، العمارة، السماوة، الناصرية، البصرة، السلمان).

أما بالنسبة لبيانات عنصر الإشعاع الشمسي الكلي (Rs) فقد تم الحصول على بيانات الإشعاع الشمسي الكلي في محطات (الموصل، كركوك، بغداد، الرطبة، الناصرية) وذلك حسب توفر هذه البيانات لدى الهيئة

العامة للأنواء الجوية. إما بالنسبة للمحطات التي لا تتوفر فيها أجهزه قياس الإشعاع الشمسي فقد تم تخمين المعدلات الشهرية للإشعاع الشمسي الكلي فيها من خلال نموذج Glover وبثوابت محلية تم استنباطها والنموذج هو:

 $\begin{aligned} Rs &= Ra \left[-0.847 + 1.259 \cos \left(\emptyset \right) + 0.473 \\ (n/N) \right] \end{aligned} \tag{1}$

النموذج اعطى دقة عالية لدى التطبيق بحيث لم يتجاوز نسبة الخطأ المطلق (MAE%) بين القيم المقاسة والمقدرة عن (4.3%).

تم حساب قيم صافي الإشعاع عن طريق استخدام نموذج (FAO – 56) لكل محطة من المحطات المختارة حيث:

$$Rn = Rns - Rn \tag{2}$$

Rns: صافي الإشعاع قصير الموجة بوحدات (MJ/m².d).

Rnl: صافي الإشعاع طويل الموجة بوحدات (MJ/m².d).

Rns = Rs-
$$\alpha$$
 Rs = (1- α) Rs = 0.77 Rs (3)
 α : قيمة معامل الانعكاس (البياضية) والتي تؤخذ
 (0.23) وفق النموذج الرياضي.

Rs: الإشعاع الشمسي الكلي بوحدات (MJ/m ².d).

اما Rnl فقد تم حسابه من المعادلة

Rnl =
$$\sigma \left[\frac{T^4 max_r K + T^4 mtn_r K}{2}\right] (0.34 - 0.14) \sqrt{e_a} (1.35 \frac{Rs}{Rso} - 0.35)$$
(4)

- Tmax,K, Tmin,K: درجة الحرارة المطلقة العظمى والصغرى بوحدات (K). Rso :إشعاع السماء الصافية بوحدات (MJ/m².d). م: ثابت ستيفان—بولتزمان: م: ثابت ستيفان—بولتزمان: 4.903 × 10⁻⁹ MJ K⁻⁴ m⁻² d⁻¹
 - . (kPa): ضغط البخار الماء الفعلى بوحدات (e_a

المجلة الأردنية للفيزياء

ARTICLE

تخمين صافي الإشعاع الشمسي في العراق وعلاقته ببعض المتغيرات الإشعاعية والمناخية

		وليد اسمير الرجبو وفراس حازم يونس
	الموصل، العراق.	قسم الفيزياء، كلية التربية، جامعة الموصل،
Received on: 25/9/2011;	Accepted on: 8/1/2012	

الملخص: تم في هذا البحث إيجاد المعدلات الشهرية لصافى الاشعاع (Rn) لـ 19 محطة انوائية موزعة في عموم العراق وذلك من خلال نموذج (FAO-56) المستخدم بشكل واسع عالميا للفترة الزمنية (1980-2008). تم إيجاد علاقات ارتباط خطية لعموم العراق بين المعدلات الشهرية لصافى الإشعاع (Rn) والمعدلات الشهرية لكل من: الإشعاع الشمسي خارج الغلاف الجوي (Ra)، الإشعاع الشمسى الكلى (Rs)، صافى الإشعاع قصير الموجة (Rns)، صافى الإشعاع طويل الموجة (Rnl) ونسبة السطوع (n/N)، والتي أعطت معامل ارتباط تراوح بين (0.707-0.986). تم أيضا إيجاد علاقة ارتباط متعدد بين المعدلات الشهرية لصافى الإشعاع والمعدلات الشهرية لكل العناصر المناخية التالية [RH, T_{min}, T_{max}, Rs] لعموم العراق والتي أعطت معامل ارتباط عالى بلغ (0.999).

Estimation of the Net Solar Radiation in Iraq and it's Relation with **Radiation and Weather Parameters**

Waleed Al-Rijabo and Firas Younes

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

Abstract: FAO-56 Model, which is widely used in the world, was used to estimate the net Radiation (Rn) in 19 weather stations spread in IRAQ for the time period (1980-2008). Linear Regression Equations were found for Iraq between the mean monthly values of (Rn) and the mean monthly values of: Extraterrestrial Radiation (Ra), Total solar radiation(Rs), Net Short wave radiation (Rns), Net Long wave radiation (Rnl), Sun shine ratio (n/N), which gives a correlation coefficients ranged between (0.707-0.986). Multiple Regression Equation was found between the mean monthly values of (Rn) and the mean monthly values of all the following climatic elements [RH, T_{min}, T_{max}, Rs] for Iraq which gives a highly correlation coefficient reach (0.999).

المقدمة

إن معرفة صافى الإشعاع مهم جدًا فى العديد من تطوير واستنتاج عدة طرق عملية لتخمين صافى المشاريع الصناعية والزراعية وإدارة المياه وفي مجالات الإشعاع وذلك بالاعتماد على متغيرات فلكية وانوائية [4]. إن من أهم نماذج تخمين صافى الإشعاع الذي اخذ مداه الواسع في التطبيق في معظم بلدان العالم هو نموذج FAO-56 [5].

في العراق قام عدد من الباحثين بدراسة صافي الإشعاع منهم الرياحي واخرون [6] سنة (2003)،

البيئة والتلوث، كما أن تحديد صافى الإشعاع يعد أساسيًا فى تحديد العديد من النماذج الجوية والدراسات المناخية [2,1].

وإن بيانات صافي الإشعاع (Rn) نادرا ما تكون متوفرة وذلك بسبب محددات فنية واقتصادية [3]. تم

المصادر:

- [1]Makabe, T. and Petrovic, Z., "Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication", (Taylor & Francis Group, LLC ,2006).
- [2]Boyd, T.I.M. and Sanderson, J. J., "The Physics of Plasmas", (Cambridge University Press, 2003).
- [3]Raizer, Y.P., "Gas Discharge Physics", (Springer-Velag, 1987).
- [4]Lieberman, M.A. and Lichtenberg, A.J., "Principles of Plasma Discharges and Material Processing", (John Wiley & Sons, 1994).
- [5]Chung, T. H., *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. 29 (1996) 1014.
- [6]Lisovskiy, V.A. and Yegorenkov, V.D., J. Phys. D: Appl. Phys. 31 (1998) 3349.
- [7]Park, J., et al., J. of Appl. Phys. 89 (2001) 1.
- [8]Lisovskiy, V., et al., EPL (Europhysics Letters) 82 (2008).
- [9]Moon, S., *et al.*, Phys. of Plasmas, 13 (2006) 033502.
- [10]Carazzetti, P. and Shea, H.R., J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS 8(3) (2009) 031305.

يلاحظ أن هناك الثابت a_1 يكون أكبر بشكل عام ويتخذ قيمة موجبة عند الضغط 0.8 باسكال وهذا ما لم يلاحظ في المنطقة السابقة. كذلك فان الثوابت a_2 و a_3 تتخذ قيما أعلى في هذه المنطقة وتبلغ أقصى قيمة لها عند الضغط 0.8 باسكال. ان مقارنة هذه النتائج مع التصرف في الشكل (4) يؤدي إلى الاستنتاج بان تصرف التفريغ عند الضغط 3.0 باسكال هو ذي بان تصرف التفريغ عند الضغط نقطة الانتقال من الجهة اليسرى إلى الجهة اليمنى من منحنى باشن. مما يؤيد الفكرة القائلة بان التفريغ بالموجات الراديوية يشابه في بعض النواحي خواص التفريغ بالتيار المستمر.

الاستنتاجات:

يتبين مما ورد أعلاه بان طبيعة التفريغ التوهجي باستخدام الموجات الراديوية 13.56 ميكاهرتز يمكن أن توصف باستخدام معادلة محورة عن معادلة باشن يؤخذ فيها بنظر الاعتبار تأثير مركبة المجال المغناطيسي الذي يؤدي إلى تسهيل عملية التفريغ كما يمكن بوضوح ملاحظة نقطة أوطأ قدرة على المنحني. إن انعكاسات منحني باشن يمكن أن تظهر أيضا بشكل واضح إلى حد كبير في منطقة انتقال التفريغ من كونه ذات طبيعة سعوية إلى أن يصبح ذات طبيعة حثية.



الشكل (7): علاقات المعاملات الثلاثة في المعادلة (7) مع الضغط.

الثابت a_2 مابين 0.03 و 0.3 في حين تتراوح قيم الثابت a_3 ما بين 17 و 20. أما في المنطقة التي تمثل الضغوط التي تقل عن 1.5 باسكال فيلاحظ وجود تغير كبير نسبيا بالمقارنة مع المنطقة السابقة حيث يتضح من ملاحظة تغير قيم المعاملات الثلاثة أعلاه في الشكل (7) أن أقيامها تكاد تكون ثابتة مع الضغط ضمن نطاق الأخطاء التجريبية عند قيم الضغوط التي تزيد عن 1.5 باسكال حيث تتراوح قيم الثابت a_1 في هذه المنطقة مابين 0.32 – و 0.15 – وتتراوح قيم

تمثل المنطقة المحصورة بين النقطتين D, C في الشكل (3) عملية الانتقال من التفريغ السعوي إلى التفريغ الحثي. ولأجل محاولة معرفة طبيعة عملية الانتقال هذه فقد تم عزل النقاط المحصورة بين D, C لجميع المنحنيات في الشكل (1) وتم إجراء عمليات مواءمه مع المعادلة التجريبية:

$$P = a_1 + a_2 e^{p/a_3} \tag{7}$$

حيث تمثل كل من $P \circ p$ القدرة والضغط على التوالي في حين تمثل كل من a_3, a_2, a_1 معاملات تجريبية حرة. ويبين الشكل (6) إحدى نتائج عملية

المواءمة بين القياسات العملية للمنطقة D,C مع العلاقة التجريبية (7).

إن الأشكال عند جميع الضغوط تسلك سلوكًا مشابهًا للشكل (6) حيث تم الحصول على نتائج مواءمة جيدة جدا في جميع الحالات وبدرجة ثقة تزيد عن 95% وهو اقل قيمه لقبول نتائج المواءمة لبرنامج ماتلاب الذي تم استخدامه. بعد إجراء عمليات المواءمة تم رسم علاقة قيم المعاملات الثلاثة في المعادلة (7) مع الضغط في الأشكال (c, b, a: 7).



الشكل (6): إحدى نتائج عملية المواءمة بين القياسات العملية للمنطقة D,C مع العلاقة التجريبية (7).

$$P = \frac{E^2}{377} \tag{4}$$

حيث يمثل العدد 377 الممانعة الذاتية للفراغ بوحدات الأوم. أي أن المجال E سوف يتناسب مع القدرة المجهزة وبذلك فانه يمكن إعادة كتابة المعادلة (2) بدلالة القدرة بالشكل التالى:

$$P_{BK} = \frac{Ap^2}{\left(\ln(Bp) + C\right)^2} \tag{5}$$

حيث تمثل كل من $A \ e \ B \ e \ C$ ثوابت اختيارية يمكن حسابها من مواءمة النتائج العملية مع العلاقة (5) في حين تمثل P_{BK} قدرة العتبة لإحداث التفريغ. لقد ثم استبدال المسافة بين القطبين b والمعامل bالذي يعتمد على كل من نوع الغاز ومادة الأقطاب في المعادلة (2) بالثابت الاختياري B الذي يعتمد على الابعاد الهندسية لحجرة التفريغ والثابت C على التوالي في حين يتضمن الثابت A معاملات التحويل الأخرى.

تمت عملية مواءمة النتائج العملية للعلاقة بين مقدار القدرة الراديوية المتولدة من المصدر واللازمة لإحداث الانهيار وبين الضغط ويوضح الخط المنقط في الشكل (5) نتائج المقارنة بين النتائج العملية ونتائج المواءمة مع المعادلة (5). يتضح هنا ان التوافق بين النتائج في الحالتين هو ضعيف جدا خصوصا عند الضغوط العالية حيث تعطي المعادلة (5) قيما أعلى لقدرة الانهيار من النتائج العملية مما يدل على أن

المعادلة (5) لا تصلح كأساس لوصف العلاقة بين قدرة الانهيار والضغط. إن السبب في ذلك قد يعود إلى وجود المجال المغناطيسى المتغير للموجات الراديوية الذى يعمل على زيادة عدد التصادمات غير المرنة نتيجة لتأثيره في جعل الالكترونات تسلك مسارات لولبية بين كل تصادمين مما يودى إلى سهولة أكبر في إحداث التفريغ. إن عدد التصادمات يزداد بزيادة الضغط لقد جرت في السابق محاولات لاستخدام علاقات محوّرة عن معادلة باشن تحت ظروف معينة نذكر منها ما قام به Carazzetti و Shea و الستخدام صيغة محوّرة عن معادلة باشن لتطبيقها على الحالات التى تكون فيها المسافة بين القطبين صغيرة جدا (10-500) مايكرون ولذلك فانه قد يكون من المفيد التعبير عن تأثير المجال المغناطيسى أعلاه عن طريق تحوير المعادلة (5) بإضافة حد آخر يعتمد على الضغط بشكل أو بآخر وبذلك تأخذ هذه المعادلة الشكل التالى

$$P_{BK} = \frac{Ap^{2}}{(\ln(Bp) + C)^{2}} + Dp^{n}$$
(6)

حيث n, D هي ثوابت مواءمة حرة جديدة ولقد وجد من خلال إجراء المواءمة بان المعادلة (6) تتوافق مع النتائج العملية بشكل أفضل من المعادلة (5) وتبين إن أفضل توافق يكون باستخدام n = 2 أي أن الحد الإضافي يتناسب مع مربع الضغط. ويوضح المنحني المنقط في الشكل (5) مدى التوافق بين النتائج العملية والمعادلة (6).



الشكل (5): مقارنة النتائج العملية للعلاقة بين الضغط وقدرة القدح مع كل من معادلة باشن العامة وعلاقة باشن المحورة.



الشكل (4): علاقات تغير القدرة اللازمة لإحداث التفريغ والانتقال من مرحلة إلى أخرى.

يتبين من ملاحظة الشكل (4) إن تصرف مختلف نقاط التحول مع الضغط مشابه إلى حد كبير لتصرف القدرة اللازمة لإحداث التفريغ لأول مرة ولذلك فان التركيز سيكون على منحني القدح الأولي Breakdown المتمثل بالنقطة (A).

يكتسب الشكل (4) أهمية من ناحية كونه ولقيم الضغوط التي تقل عن 3 باسكال يشابه إلى حد كبير منحني باشن المعروف في التفريغ باستخدام الجهود المستمرة حيث يلاحظ حدوث انخفاض واضح في القدرة الراديوية اللازمة لإحداث التفريغ مع زيادة الضغط مابين 0.5 و 1.4 باسكال تعود بعدها تلك القدرات بالارتفاع مع الزيادة في الضغط.

ولأجل التحقق من هذا التصرف فقد تم مواءمة النتائج التجريبية مع علاقة محورة عن علاقة باشن. ولأجل توضيح التحوير الذي تم استخدامه نذكر هنا أن معادلة باشن تعطي وصفا جيدا لعلاقة جهد الانهيار بكل من الضغط والمسافة الفاصلة بين القطبين في التفريغ باستخدام المجال المستمر بالشكل:

$$V_{BK} = \frac{pd}{\ln(pd) + b} \tag{1}$$

وهذه العلاقة يمكن إعادة كتابتها بالشكل التالى:

$$\frac{V_{BK}}{d} = E_{BK} = \frac{p}{\ln(pd) + b}$$
(2)

إن تطبيق هذه العلاقة على التفريغ التوهجي الحثي بالموجات الراديوية يتطلب بعض الحذر، فإن جهد الانهيار V_{BK} في العلاقة (1) يكافئ مجالا كهربائيا مقداره E_{BK} بحيث تكون الطاقة التي يكتسبها الإلكترون من هذا المجال خلال مسافة طولها معدل طول المسار الحر مساوية أو أكبر من طاقة التأين لجزيئات الغاز ϕ أى أن:

$$e\rho E_{BK} = \phi \tag{3}$$

حيث تمثل e شحنة الإلكترون و ρ معدل طول المسار الحر.

إن عملية ضخ الطاقة في التفريغ الحثي لا تعتمد على استخدام فرق جهد أو مجال كهربائي خارجي بل يحدث التفريغ عندما تصبح قيمة المجال الكهربائي المصاحب للمجال المغناطيسي الذي يولده ملف الحث مساويا أو اكبر من قيمة مجال الانهيار. إن عملية التفريغ الحثي تتضمن ضخ القدرة مغناطيسيا وما يتم قياسه في الحقيقة هو مقدار القدرة الداخلة إلى الملف. وإن المجال الكهربائي E المتولد داخل الغاز يرتبط بالكثافة السطحية للقدرة P بالعلاقة:

ولأجل إلقاء الضوء على ما تعنيه هذه المنحنيات وبالرجوع إلى الشكل (3) فان من الممكن القول بان ما يعكسه كل من هذه المنحنيات يمثل وجود ثلاث مراحل مختلفة لتطور البلازما مع زيادة القدرة. ونظرا للتشابه الكبير في أشكال هذه المنحنيات فإنه يمكن الاستنتاج بأن طبيعة مراحل التطور لا تعتمد على الضغط ولكن

قيم القدرات التي تبدأ عندها كل مرحله من المراحل بالحدوث تعتمد على الضغط طبعا.

يمثل الشكل (3) رسما لأحد المنحنيات الموجودة في الشكل (2) وهو يمثل القياسات المأخوذة عند الضغط 1.5 باسكال



الشكل (3): احد منحنيات التطور عند الضغط 1.5 باسكال يبين علاقة تيار المجس مع القدرة موضح عليه مختلف نقاط التحول.

تمثل النقطة (A) اللحظة الأولى لبدء حدوث الانهيار التوهجي الذي يستغرق فترة صغيرة جدا ليكتمل معتمدا على التفريغ السعوي للوصول إلى النقطة (B) ويكاد يكون مقدار التيار الذي يسحبه المجس لجميع الضغوط عند لحظة بدء التوهج متساويا ولا يعتمد على الضغط. إن معدل قيمة فرق القدرات بين النقطة (A) و(B) ولجميع الضغوط هو %9∓5.1 واط وتمثل فترة زمنية تبلغ حوالي 0.1∓0.1 ثانية وعلى اعتبار أن مسح قيم القدرات من صفر وحتى

190 واط من قبل منظومة تغيير القدرة التي سبق وصفها هي 14 ثانية وهذه قيمة صغيرة ولم تلاحظ أي تغيرات نظامية مع الضغط.

لقد تم تحديد نقاط التحول الموضحة في الشكل (3) لجميع المنحنيات المبينة في الشكل (2) ولجميع الضغوط. تم رسم قيم القدرات التي تحدث عندها هذه التحولات في الشكل (4).

التفريغ السعوي إلى طور التفريغ الحثي. إن المسألة الأخيرة تعتبر من المسائل المهمة في تصميم منظومات التفريغ التوهجي الراديوي.

تم استخدام هذه المنظومة في دراسة علاقة قدرة العتبة اللازمة لإحداث الانهيار مع ضغط الغاز داخل الحجرة ولستة وعشرون قيمة لضغط غاز الأركون داخل

الحجرة. وقد كانت قيم الضغط المستخدم من 0.5-3.5 باسكال وبزيادة مقدارها 0.1 باسكال.

تمت عملية اكتساب البيانات وتحليلها باستخدام برنامج ماتلاب.



الشكل (1): مخطط للمنظومة التجريبية المستخدمة

النتائج والمناقشة

يعرض الشكل (2) مجملا لجميع النتائج التي تم تسجيلها من قبل منظومة اكتساب البيانات أثناء التجربة ولمختلف الضغوط ويبين الشكل تطور تيار المجس عند كل ضغط.

تحليل العلاقة مع الضغط سيأتي لاحقا وذلك من خلال فصل كل منحنى من هذه المنحنيات على حده وإن عرض الشكل بهذه الصورة قد جاء فقط لإعطاء صورة شاملة لكل القياسات التي تم إجراؤها على رسم واحد بدلا من الحاجة إلى استخدام 26 رسما منفصلا.

إن تسلسل ظهور المنحنيات من اليسار الى اليمين لا يمثل بالضرورة الزيادة التصاعدية في الضغط وإن



الشكل (2): مجمل القياسات الخاصة بتيار المجس مع القدرة لمختلف الضغوط

ذلك فان هناك بعض المحاولات لدراسة هذا الموضوع نورد منها قيام Lisovskiy and Yegorenkov نورد منها قيام بدراسة موسعة شملت مدى واسعاً من الضغوط لعلاقة جهد التفريغ التوهجي مع الضغط في الأركون والهيدروجين والهواء توصلا من خلالها وجود التواء في منحنيات العلاقة بين الضغط وجهد التفريغ باستخدام مجالات هجينه مستمرة راديوية بتردد 10 ميكاهرتز. ومن أهم التأثيرات التى تمت مناقشتها تولد توافقيات ذات طول موجى يساوي ضعف الطول الموجى الأصلى وبينوا بان هذا التأثير سوف يعطي منحني تفريغ يختلف بدرجة كبيرة عن المنحنى الناتج عن الترددات النقية. كما قام Park وجماعته [7] بدراسة علاقة جهد الانهيار تحت الضغط الجوي مع المسافة الفاصلة بين القطبين في التفريغ الراديوي السعوي بتردد 13.56 ميكاهرتز في غاز الهليوم الذي أضيف إليه كميات صغيرة من الأركون أو الأوكسجين أو النيتروجين وبينوا أن علاقة جهد الانهيار تشابه إلى حد كبير الجهة اليمنى من منحنى باشن رغم اعتماد تلك العلاقة على التردد بدرجة كبيرة. كما بين Lisovskiy وجماعته [8] وجود تشابه بين علاقة جهد الانهيار باستخدام الترددات الراديوية المختلفة في التفريغ السعوي في حالة تحقق شرط كون حاصل ضرب التردد والمسافة بين الأقطاب متساويا. قدم Moon وجماعته[9] نتائج γ تجريبه لعمليات الانتقال من النمط α إلى النمط للتفريغ العادي وفوق العادي في التفريغ التوهجي الراديوي السعوي باستخدام تردد 13.56 ميكاهرتز. وبينوا أن هناك تشابها مع منحنى باشن.

المنظومة التجريبية

تتكون المنظومة التي تم استخدامها وكما موضح في الشكل (1) من حجره زجاجيه اسطوانية محاطة بملف اسطواني متصل بمصدر الموجات الراديوية (2003 ميكاهرتز المصنع من قبل شركة Coaxial ميكاهرتز المصنع من قبل شركة القصوى Power Systems Ltd واط. يتصل المصدر بملف الحث المحيط بحجرة (2006 واط. يتصل المصدر بملف الحث المحيط بحبرة التفريغ من خلال منظومة موائمة اوتوماتيكية مصنعة من قبل الشركة ذاتها. تتصل الحجرة إضافة إلى فتحة تفريغ الغاز بمنظومة ثنائية الصمامات لإدخال الغاز والتحكم بالضغط داخل الحجرة وبالاستعانة بمقياس الضغط المتصل بالحجرة.

إن النقطة الأساسية في هذا العمل هي محاولة معرفة النقطة التي يبدأ عندها التفريغ التوهجي بالحدوث. إن الاعتماد على الملاحظة البصرية لظهور التوهج لا يمكن أن يوفر مقياساً دقيقاً، لذلك فقد تم تصميم منظومة الكترونية يمكنها التحسس السريع والدقيق ليس فقط بلحظة بدء التفريغ التوهجي بل بطريقة تطوره مع زيادة القدرة.

تعتمد المنظومة في الأساس على وضع مجس كهربائى داخل الحجرة. يتكون المجس من سلك من التنكستن قطره 0.5 ملم محاط بجدار زجاجي بشكل كامل عدا الجزء المعرض للبلازما والبالغ طوله 1 ملم. يكون هذا المجس ذا جهد موجب بدرجة كبيرة إلى الحد الذي يجعله ضمن منطقة عمل تيار التشبع الالكترونى لمجس لانكمور. إن حصول أي تفريغ داخل الحجرة سيؤدى إلى تكون تيار الكتروني في المجس. تم ربط المجس الى دائرة اكتساب بيانات حاسوبية تقوم بتسجيل تيار المجس بشكل متناغم مع تغير القدرة الراديوية المسلطة على الملف. ولأجل الحصول على التناغم الذى ورد ذكره فقد تم تصميم الية كهروميكانيكية تتضمن وجود محرك كهربائى صغير يقوم بتغيير القدرة الصادرة عن المصدر الراديوي فور البدء باكتساب البيانات عن طريق إيعاز صادر من الحاسبة. يقوم المحرك الكهربائى بتحريك بكرة زيادة القدرة للمولد الراديوي بسرعة ثابتة باستخدام دائرة تحكم الكترونية فى نفس الوقت الذي تقوم فيه الحاسبة الالكترونية باكتساب البيانات الخاصة بالتيار الكهربائي المار في المجس. تم اكتساب البيانات الخاصة بتيار المجس بسرعة مقدارها 40000 قياس في الثانية الواحدة مما يضمن تحسسا دقيقا تجاه التغيرات السريعة والأنية في كثافة البلازما.

عند بدء التشغيل وعند القدرات الواطئة وعدم وجود تفريغ فان تيار المجس سيكون صفرا تقريبا. حال بدء التفريغ فان الجهد الموجب العالي للمجس سيؤدي إلى قيام المجس بسحب تيار مساوي لتيار التشبع الإلكتروني والذي بدوره يتناسب مع كثافة الالكترونات في البلازما المتولدة. إن هذا الترتيب يعطي مقياسا ليس فقط عن مقدار قدرة العتبة التي يحدث عندها التفريغ بل أيضا عن كيفية تطور كثافة البلازما مع زيادة القدرة. إن معرفة هذا التطور يؤدي إلى الحصول على معلومات مهمة تتعلق بطبيعة انتقال البلازما من طور

المجلة الأردنية للفيزياء

ARTICLE

تشابه التصرف مع علاقة باشن في التفريغ الراديوي في غاز الأركون

ياسر عبد الجواد عبد الله الجوادي قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة الموصل، الموصل، العراق.

Received on: 20/6/2011; Accepted on: 26/9/2011

الملخص: تم في هذا البحث استخدام منظومة تجريبية للتفريغ التوهجي الراديوي الحثي بتردد 13.56 ميكاهرتز لدراسة العلاقة بين ضغط غاز الأركون داخل حجرة التفريغ والقدرة اللازمة لإحداث الانهيار التوهجي. أظهرت النتائج العملية أن تلك العلاقة رغم تشابهها في بعض الخواص العامة مع معادلة باشن إلا أن معادلة باشن بشكلها التقليدي الذي يصف التفريغ باستخدام الجهود المستمرة لا يمكن ان تعطي وصفا كميا جيدا لتلك النتائج. على هذا الأساس تم إجراء تحوير على المعادلة مما أدى إلى الوصول إلى توافق جيد مع النتائج العملية. كما أظهرت الدراسة وجود انعكاسات واضحة لعلاقة باشن على طبيعة عملية الانتقال من النمط السعوي إلى النمط الحثي للتفريغ.

Paschen like Behavior in Argon RF Discharge

Yaser Al-Jwaady: Physics Department, College of Science, Mosul University, Mosul, Iraq.

Abstract: A 13.56 MHz radio frequency inductively coupled discharge system is used in this work to study the relation between Argon gas pressure in the discharge chamber and the threshold breakdown RF power needed to create the discharge. Experimental results indicated that although the data involve some features related to the traditional Paschen relation used in DC discharges, this relation cannot provide a quantitative description of experimental data. For such reason, a modified form of Paschen relation is suggested. The modified relation provides good agreement with experimental data. Furthermore, it seems that the Paschen relation will have significant reflections on the behavior of the transit process from capacitive to inductive discharge. This is demonstrated by studying the transit region.

PACS: 52.25-b Plasma Properties-51.50+V Electrical Properties.

Keywords: RF Plasma; Breakdown plasma; Paschen; Glow Discharge.

المقدمة

الرغم من الاستخدام الواسع لهذه التقنية في الكثير من التطبيقات المتعلقة بمعالجة السطوح.

قد يكون السبب في قلة هذا النوع من الدراسات هو السهولة النسبية التي يمكن بواسطتها إحداث هذا النوع من التفريغ بشقيه السعوي والحثي. لذلك فإن مسألة الاهتمام بالحدود الدنيا لشروط إحداث الإنهيار لم تلاق اهتماما كبيرا لدى الباحثين. على الرغم من على الرغم من العدد الهائل من الدراسات المتعلقة بالانهيار الكهربائي التوهجي باستخدام الجهود المستمرة التي تتوفر خلال المئة سنة الماضية حيث شملت تلك الدراسات مختلف الغازات والضغوط والترتيبات الهندسية [1-5] إلا أن ما يماثل تلك الدراسات قدر تعلق الأمر بالتفريغ التوهجي الراديوي قليل نسبيا على
النتائج ومناقشتها

الجهد في المعادلة، الأمر الذي يعني أن التأخر يعتمد على زاوية اقتراب الفوتون من مصدر المجال الجاذبي -العدسة-. وهذه كما نرى نتيجة منطقية لأن زاوية الاقتراب من العدسة هي التي تحدد طول المسار إلى الراصد أولا وتحدد تباين تأثير المجال في الأشعة المكونة للصور.

- [1]Collier, S., Horne, K., Wanders, I. and Peterson B.M., MNRAS, 302(1) (1999) 24.
- [2]Refsdal, S., MNRAS, 128 (1964) 307.
- [3]Walsh, D., Carswell, R. and Weymann, R., Nature, 279 (1979) 381.
- [4]Kochanek, C.S. and Schechter, P.L., "the Hubble Constant from Gravitational Lens Time Delays", Carnegie Observatories Astrophysics Series, Vol. 2, Measuring and Modeling the Universe ed. Freedman, W.L., (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003).
- [5]Koopmans, L.V.E. and the Class Collaboration, PASA, 18 (2001) 2.
- [6]Jackson, N., Living Rev. Rel. 10 (2007) 4.
- [7]Narayan, R. and Bartelmann, M., "Lectures on Gravitational Lensing", in: Formation of Structure in the Universe; edited by Dekel A. and Ostriker J.P. (Cambridge University Press, 1997).

يتضح من معادلة (22) أن التأخر الزمني -إذا ما تكونت الصور- يعتمد على البعد بين المصدر ومحور العدسة -الذي يمثله الخط الواصل بين الراصد والعدسة-. فضلا عن المؤثرات الأخرى المعروفة التي هي هندسة العدسة والزحزحة الحمراء للعدسة. والنتيجة المهمة هنا هي اختفاء

المراجع

- [8]Wambsganss, J., Review article for Living Reviews in Relativity, astro-ph/981202 v1.
- [9]Schneider, P., Astron. Astrophys. 143 (1985) 413.
- [10]Narasimha, D., Bull. Astr. Soc. India, 30 (2002) 723.
- [11]Schneider, P., "Cosmological Applications of Gravitational Lensing", in: Examining the big bang and diffuse background radiations (209-217); edited by Kafatos M. and Kondo Y. (Kluwer Academic Publishers, Neitherlands, 1996). Also, astro-ph/9512047
- [12]Al-Obayde, M.A. and Abrahem, S.A., JJP, 3(1) (2010) 41.

$$\nabla_{\theta} \left(\Delta t \right) = 0 \tag{9}$$

في معادلة التأخر الزمني -المعادلة (3)- يفضي إلى المعادلة العامة للعدسة الجاذبية -المعادلة (4)-، وهو ما يعني صحة هذا المبدأ في العدسات الجاذبية.

الآن، باستخدام المعادلة (4a) في المعادلة (3) سنحصل على

$$\Delta t = \frac{1 + Z_{I}}{c} D_{eff} \left[\frac{1}{2} \left(\nabla_{\theta} \vec{\psi}_{(\theta)} \right)^{2} - \psi_{(\theta)} \right]$$
(10)

فإذا أخذنا بمبدأ فيرما (المعادلة 9) وطبقناه على المعادلة (10) فان الصور ستظهر عندما

$$\frac{1}{2} \left(\nabla_{\theta} \psi_{(\theta)} \right)^2 - \psi_{(\theta)} = n \tag{11}$$

حيث n ثابت.

واضح من معادلة (11) التي يمكن كتابتها بالصيغة

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\nabla_{(\theta)} \psi_{(\theta)} \right) = \pm \left(\psi_{(\theta)} + n \right)^{\frac{1}{2}}$$
(12)

انه بالإمكان الحصول على معادلة جديدة لحساب التأخير الزمني في حالة تكوّن الصور إذا ما وجدنا قيمة n بدلالة أحد العوامل الأساسية في معادلة العدسة -مواقع الصور والمصدر-.

لأن الانحدار في معادلة (12) باتجاه heta فإنه يمكن كتابتها بالصيغة التفاضلية

$$\frac{\partial \psi(\theta)}{\left(\psi_{(\theta)} + n\right)^{\frac{1}{2}}} = \pm \sqrt{2} \partial \theta \tag{13}$$

بإجراء التكامل على طرفي المعادلة (13) نحصل على

$$2\left(\psi_{(\theta)}+n\right)^{\frac{1}{2}} = \pm\left(\sqrt{2}\theta+k\right)$$
(14)

(14) حيث k ثابت التكامل. بتربيع طرفي المعادلة (14) نحصل على

$$\psi_{(\theta)} = \frac{1}{2}\theta^2 + \frac{1}{\sqrt{2}}\theta k + \frac{k^2}{4} - n$$
(14a)

للسهولة سنفترض

$$k_0 = \frac{k^2}{4} - n \tag{15}$$

فتصير معادلة (14a)

$$\Psi_{(\theta)} = \frac{1}{2}\theta^2 + \frac{1}{\sqrt{2}}\theta k + k_0$$
 (16)

وباستخدام الشرط المحدد لحالة العدسة الذي هو: بغياب الجهد الجذبي الفعال ($\psi = 0$) لا تتكون صورة وسنرى المصدر من دون صورة. بمعنى

$$k_0 = 0 \tag{17}$$

heta بتعويض (17) في (16) وإجراء التفاضل باتجاه heta نحصل على

$$\nabla_{(\theta)}\psi_{(\theta)} = \theta + \frac{k}{\sqrt{2}} \tag{18}$$

$$k = -\sqrt{2}\beta \tag{19}$$

التي نحصل باستخدامها في معادلة (15) على

$$n = \frac{1}{2}\beta^2 \tag{20}$$

فتكون حالة تكون الصور بحسب مبدأ فيرما متحققة عند

$$\frac{1}{2} \left(\nabla_{\theta} \psi_{(\theta)} \right)^2 - \psi_{(\theta)} = \frac{1}{2} \beta^2$$
(21)

وهذه تعني انه اذا تكونت الصور في العدسات الجاذبية فان التأخير الزمني يمكن حسابه وفق العلاقة

$$\Delta t = \frac{1 + Z_{I}}{c} D_{eff} \left(\frac{1}{2}\beta^{2}\right)$$
(22)

التي يتضح منها أن التأخر الزمني سيعتمد على الموقع الزاوي للمصدر eta فضلا عن أبعاد العدسة وانزياح الحمراء لعدسة.

ويلاحظ إنها تتطابق مع معادلة (7) عندما ويلاحظ إنها تتطابق مع معادلة (7) عندما $\beta^2 = \beta^2 - (r_1)^2 - (r_2)^2 = \beta^2$ بين صورتين-. كما إنها لا تعطي تأخيرًا زمنيًا في حال وقوع المصدر على المحور $\theta = 0$ وظهور حلقة أينشتاين. وهذا يتفق مع حقيقة عدم وجود تأخير زمني بين الصور عند ظهور حلقة أينشتاين.

معروف ناتج عن اختلاف المسارات التي يسلكها الفوتون للوصول إلى الراصد ويسمى – في هذه الحالة- التأخر الهندسي، كما ينتج التأخر عن تأثير المجال الجاذبي للعدسة،ويسمى – في هذه الحالة – التأخر الجاذبي. وعليه فان التأخر الكلي هو مجموع هذين التأخرين [8].

$$\Delta t = \frac{1+Z_{I}}{c} D_{eff} \left[\frac{1}{2} (\theta - \beta)^{2} - \psi_{(\theta)} \right]$$
(3)

(المسافة الفعالة وتساوي $(D_{l} \ D_{s} \ D_{ls})$ حيث D_{eff} (المسافة الفعالة وتساوي $(D_{s} \ D_{ls} \ D_{ls})$ حيث $(D_{s} \ D_{ls} \ D_{ls} \ D_{ls} \ D_{ls} \ D_{ls})$ هي مسافات القطر الزاوي بين الراصد والمصدر، على والعدسة، والعدسة والمصدر، على التوالي، و θ الموقع الزاوي للصورة، و β الموقع الزاوي للمصدر، و (θ_{0}) الجهد الفعال للعدسة والذي نحصل عليه من تكامل الجهد الجاذبي النيوتني على طول خط الرؤية باتجاه θ يمثل الحد الاول من معادلة (3) التأخر الهندسي ويمثل الحد الثاني التأخر الجذبي.

من السهل ملاحظة أنه، ليس التأخر الجاذبي وحده الذي يعتمد على الجهد الجاذبي بل التأخر الهندسي أيضا من حيث أن الانحناء (eta - eta) يرتبط بزاوية الانحناء من حيث أن الانحناء (\hat{a} - \hat{b}) $\hat{\alpha}(b) = \frac{4GM}{c^2b}$ الجذبي من خلال زاوية الانحناء المنخفضة الجذبي من خلال زاوية الانحناء المنخفضة $\hat{\alpha}(b) = \frac{D_{Ls}}{D_s} \hat{\alpha}(b)$

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha} \left(\vec{\theta} \right)$$
(4)

التي - إذا ما اعتمدنا ما توصل إليه Narasimha [10] من أن الانحناء مساو لانحدار الجهد الفعال ثنائي الأبعاد ψ(θ) - ستأخذ الشكل

$$\vec{\theta} - \vec{\beta} = \vec{\nabla_{\theta}} \psi \tag{4a}$$

تتضح من المعادلة أعلاه أهمية صيغة الجهد في حساب التأخر الزمني، مما يجعل مناقشة تباين قيم ثابت هابل في نماذج العدسات الجاذبية مناقشة لنماذج الجهد في هذه العدسات.

لا ننسى هنا أن هذه الصياغات للتأخر تعتمد تقريبين الأول هو أن زاوية الانحناء الجاذبي صغيرة، والثاني هو أن مسار الفوتون قرب العدسة - التي هي مجرة أو عنقود مجرات - قصير جدا مقارنة بمساره من المصدر إلى الراصد. وهو ما يعني أننا نستعمل نموذج العدسة الرقيقة

الذي يعتمد فيه الجهد الجاذبي على دالة توزيع الكتلة بمعنى على الكثافة السطحية للعدسة (∑).

$$\psi = \frac{G}{c^2} \int \frac{\left(\overrightarrow{b - b'} \right) \Sigma\left(\overrightarrow{b'} \right)}{\left| \overrightarrow{b - b'} \right|^2} d^2 b'$$
(5)

للمسافة من نقطة الانحناء إلى مركز $(\vec{b} - b')$ هي المسافة من نقطة الانحناء إلى مركز العدسة. او يعتمد في حال نموذج فردنة الكرة متساوية (singular isothermal sphere) الذي يفترض أن مكونات العدسة من النجوم أو المجرات تتصرف وكأنها غاز تتحرك جزيئاته بسرعة متساوية، ومن ثم سيعتمد الجهد الجاذبي في هذه العدسة على توزيع الكثافة Σ بوصفها دالة لانتشار السرعة σ

$$\Sigma_{(b)} = \frac{\sigma^2}{2Gb} \tag{6}$$

r₂ و r₁ و r₁ و c₁ و c₁ و c₁ و c₁ و c₁ عن العدسة وعلى طرفيها بزاوية ليست مستقيمة في مستوى العدسة يحسب التأخر الزمنى وفق [4]

$$\Delta t_{SIS} = \frac{1}{2} \frac{1 + Z_{I}}{c} D_{eff} \left[\left(r_{1} \right)^{2} - \left(r_{2} \right)^{2} \right]$$
(7)

بينما يحسب التأخر الزمني بين صورتي العدسة النقطية بصياغات مختلفة منها [10]

$$\Delta t = \frac{1}{2c} D_{eff} \left[\left(\theta_1 \right)^2 - \left(\theta_2 \right)^2 + \mu \ln \frac{\theta_2}{\theta_1} \right]$$
(8)

 μ مقياس قوة العدسة ويساوي مربع نصف قطر أينشتاين $\frac{4GM}{c^2 D_{eff}}$ ، و $(\theta_1 \ e_2 \ e_1)$ البعد الزاوي للصورتين عن العدسة. واضح من المعدلات (6 و7) المشتقتين من المعادلة (3) لجهدين مختلفين لنموذجين مختلفين أن النماذج المختلفة المفترضة للعدسة تفضي إلى صياغات مختلفة للجهد ومن ثم للتأخر الزمني مما يؤدي إلى الحصول على قيم مختلفة لثابت هابل.

اقتراح صياغة لحساب التأخر الزمني

معروف في البحوث المعنية بالعدسات الجاذبية أن تطبيق مبدأ فيرما (Fermat) المرتبط بالعدسات البصرية القائل باستقرار زمن وصول الأشعة المنتجة للصور [11] والذي يمكن كتابته بالصيغة



الشكل: (1): شكل يوضح عدسة الجاذبية [12]

S: المصدر الضوئي (source)؛ L: العدسة (Lens)؛ O: الراصد (Observer). β : الموقع الزاوي للمصدر؛ θ الموقع الزاوي D_L : (reduced deflection angle). ($\dot{\alpha}(b)$: زاوية الانحناء المخفضة (deflection angle)؛ $\dot{\alpha}(b)$: مسافة ($\dot{\alpha}(b)$: زاوية الانحناء (deflection angle)؛ ($\dot{\alpha}(b)$: راوية الانحناء المخفضة (angular diameter distance)؛ القطر الزاوي (Berver)؛ القطر الزاوي (angular diameter distance) بين الراصد (

كان Refsdal [2] أول من أوضح إمكانية وكيفية حساب ثابت هابل من العدسات الجاذبية مستخدما افتراض العدسة النقطية – وكان ذلك قبل اكتشاف أول عدسة جاذبية بخمس عشر عاما- حيث توصل إلى علاقة تربط ثابت هابل بانزياح الحمراء للعدسة والمصدر $Z_{I_{c}}$ ، وبالبعد الزاوي بين الصورتين α ، ونورانية الصورتين الأولى والثانية L_{1} . L_{2} والتأخر الزمنى Δt

$$H = \frac{Z_{l}Z_{s}\alpha^{2}}{\Delta t(Z_{s} - Z_{l})} \cdot \frac{\sqrt{L_{1}/L_{2}} - 1}{\sqrt{L_{1}/L_{2}} + 1}$$
(2)

حيث يلاحظ من العلاقة أنها تعتمد على قياسات رصدية هي النورانية وانزياح الحمراء والتأخر الزمني.

بعد اكتشاف أول عدسة جاذبية في 1979 [3] وما تلاها من اكتشافات للعديد من العدسات بدأ الباحثون بتطبيق نظرية العدسة الجاذبية - بما فيها تحديد قيمة ثابت هابل- فواجهوا صعوبات عملية في القياس عندما يكون الاختلاف في فيض الصورتين صغيرا وفي حالات الصور الصغيرة التي لا يمكن تمييزها جيدا وفي حالات الصور المتداخلة أو القريبة من بعضها. كما واجهوا صعوبات نظرية في نمذجة (Modeling) جهود العدسة –

التي تستخدم في حسابات التأخر الزمني - إما بسبب تعقيد هندسة العدسة. أو لفقر المعلومات في تحديد العوامل المهمة للجهود الجاذبية [4]. وظهر أن استخدام تقنيات ونماذج مختلفة لقياس وحساب زمن التأخير للعدسة الواحدة يعطي أزمنة مختلفة، فيؤدي هذا الاختلاف في زمن التأخر إلى اختلاف في قيمة ثابت هابل [5]. كما تبين أن استخدام نماذج مختلفة للعدسة نفسها يغير من قيمة ثابت هابل- للاطلاع على تفاصيل تباين القيم والنماذج انظر [6، مابل- للاطلاع على تفاصيل تباين القيم والنماذج انظر [7]. راقياسات وتقنياتها وهي خارج اهتمام هذا البحث، وصعوبات نظرية تتعلق بنمذجة الجهد الجاذبي المسبب لانحناء مسار الفوتون والتأخر الزمني وهي ما سنناقشه لبيان تباين مقدار ثابت هابل المستحصل من الحسابات المعتمدة على نماذج جهود مختلفة.

التاخر الزمني والجهد الجاذبي

يقصد بالتأخر الزمني، الفاصل الزمني بين ظهور أي تغير قابل للرصد في المصدر وظهور التغير ذاته في صورته. كما يمكن أن يكون معبرا عن الفاصل الزمني بين ظهور التغير ذاته في صورتي المصدر. وهو كما هو

المجلة الأردنية للفيزياء

ARTICLE

بيان تباين قيم ثابت هبل باختلاف نماذج العدسات

مؤيد عزيز العبيدي قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة الموصل، الموصل، العراق.

Received on: 19/4/2011; Accepted on: 13/10/2011

الملخص: يهدف البحث إلى بيان التباين في قيم ثابت هابل التي يتم الحصول عليها من استخدام نماذج مختلفة للعدسات الجاذبية في حساب التأخر الزمني. لذا تضمن البحث عرضا للصعوبات العملية والنظرية التي تواجه الباحثين، وعرضا للعلاقة بين الجهد الجاذبي والتأخر الزمني. وقد اقترح البحث صياغة لحساب التأخر الزمني باعتماد مبدأ (فيرما) يكون فيها التأخر معتمدا على موقع المصدر فضلا عن الابعاد الهندسية لمنظومة العدسة وانزياح الحمراء للعدسة.

Showing the Variation of the Hubble Constant for Different Lens Models

M. A. Alobayde

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

Abstract: The aim of this work is to show the variation of the values of the Hubble constant which are obtained using different gravitational lens models for calculating the time delay. The work involves a brief review of the practical and theoretical difficulties encountered by researchers in this field, and a review of the relation between the gravitational potential and the time delay. Using the Fermat principle, a formula for calculating the time delay is suggested. This formula depends upon the position of the source in addition to the geometrical dimensions of the lens system, and the redshift of the lens.

Keywords: Gravitational lens; Hubble constant; General relativity; Time delay.

المقدمة

حيث V سرعة الابتعاد eH ثابت هابل eD البعد عن الراصد، وتعتمد عمليا على قياسات النورانية وانزياح الحمراء.

ويعتقد الآن أن العدسات الجاذبية - الشكل (1)- من أدق الوسائل لحساب هذا الثابت. لذا نالت قياسات العوامل المؤثرة في العدسات الجاذبية اهتماما مميزا من قبل الباحثين في علم الكون والنظريات المرتبطة به وخاصة نظرية النسبية العامة. يمثل ثابت هابل واحدا من الثوابت المهمة في الدراسات الكونية المتعلقة بمعدل اتساع الكون ومعدل إعاقة قوة الجذب لاتساعه، فضلا عن تحديد ثابت هابل لمعيار حجم الكون وعمره وكمية المادة المظلمة فيه، ويحدد الكثافة الباريونية المتولدة في الانفجار الهائل وفترة تكون المجرات والكوازرات [1]. هناك عدة طرق لحساب هذا العامل تعتمد نظريا على ما يعرف بقانون هابل الذي يربط سرعة ابتعاد الأجسام الكونية ببعدها عن الراصد

 $V = HD \tag{1}$

Authors Index

Al-Jwaady Y.	97
Alobayde M. A	91
Al-Rijabo W	107
Arabshahi H	59
Hijjawi R. S	87
Masadeh A. S.	79
Nawafleh K. I.	87
Nuseirat M.	71
Younes F	107

Subject Index

Breakdown plasma	97
Caputo fractional derivatives	87
Dibaryon	71
Electron drift mobility	59
Euler-Lagrange equations	87
General relativity	91
Glow Discharge	97
Gravitational lens	91
Hubble constant	91
Iteration method	59
Lagrangian and Hamiltonian formulation	87
Nucleon-Nucleon	71
Paschen	97
Piezoelectric	59
Pion	71
RA-PDF	79
Rapid acquisition atomic pair distribution function	79
Resonance	71
RF Plasma	97
Thermoelectric power	59
Time delay	91
Total scattering	79
X-ray scattering	79

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.
- **الجداول**: 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 فى 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 ستنشر ملونة. وفي حالة إرسال الرسومات بصورة رقمية، يجب أن تتوافق مع متطلبات الحد الأدنى من التمايز (1200 dpi Resolution) لرسومات الأبيض والأسود الخطية، و 300 للرسومات بحرمية الموا ويجب إزالة جميع الألوان من الرسومات ما عدا تلك التي ستنشر 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 للرسومات باللون الرمادي، وام 300 dpi 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 أرسال نسخة ورقية أصلية 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 فى 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 المفات على قرص مدمج، حيث يعلم القرص بالاسم الأخير للباحث، وبالرقم المرجعي للمخطوط للمراسلة، وعنوان المقالة، والتاريخ. ويحفظ في مغلف واق.

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

حقوق الطبع

يُشَكُّل تقديم مخطوط البحث للمجلة اعترافاً صريحاً من الباحثين بأنَ مخطوط البحث لم يُنْشَر ولم يُقَدِّم للنشر لدى أي جهِة أخرى كانت وبأي صيغة ورقية أو إلكترونية أو غيرها. ويُشترط على الباحثين ملء أنموذج يَنُصُ على نقْل حقوق الطبع لتُصبح ملكاً لجامعة اليرموك قبل الموافقة على نشر المخطوط. ويقوم رئيس التحرير بتزويد الباحثين بإنموذج نقّل حقوق الطبع مع النسخة المُرْسَلَة للتنقيح. كما ويُمنع إعادة إنتاج أيِّ جزء من الأعمال المنشورة في المجلّة من دون إذن خَطَيٍّ مُسْبَق 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 محكمة تصدر عن اللجنة العليا للبحث العلمي، وزارة التعليم العالي والبحث العلمي، عمان، الأردن. وتقوم بنشر المجلة عمادة البحث العلمي والدراسات العليا في جامعة اليرموك، إربد، الأردن. وتنشر البحوث العلمية الأصيلة، إضافة إلى المراسلات القصيرة Short Communications، والملاحظات الفنية Technical Notes، والمقالات الخاصة Articles، ومقالات المراجعة Review Articles، في مجالات الفيزياء النظرية والتجريبية، باللغتين العربية والإنجليزية.

تقديم مخطوط البحث

تُرسَل نسخة أصلية وثلاث نسخ من المخطوط، مُرْفَقَةً برسالة تغطية من جانب الباحث المسؤول عن المراسلات، إلى رئيس التحرير: أ.د. ابراهيم أبو الجرايش، رئيس التحرير، المجلة الأردنية للفيزياء، عمادة البحث العلمي والدراسات العليا، جامعة اليرموك، إربد، الأردن. هاتف : 111 11 2 2 2 96 00 / فرعي: 2075 فاكس : 111 11 2 2 2 96 00 / فرعي: 2075 بريد إلكترونى : 11 111 30 2 962 0

تقديم المخطوطات إلكترونيًا: اتبع التعليمات فى موقع المجلة على الشبكة العنكبوتية.

ويجري تحكيمُ البحوثِ الأصيلة والمراسلات القصيرة والملاحظات الفنية من جانب مُحكَّمين اثنين في الأقل من ذوي الاختصاص والخبرة. وتُشَجِّع المجلة الباحثين على اقتراح أسماء المحكمين. أما نشر المقالات الخاصَّة في المجالات الفيزيائية النَشِطَة، فيتم بدعوة من هيئة التحرير، ويُشار إليها كذلك عند النشر. ويُطلَّب من كاتب المقال الخاص تقديم تقرير واضح يتسم بالدقة والإيجاز عن مجال البحث تمهيداً للمقال. وتنشر المجلة أيضاً مقالات المراجعة في الحقول الفيزيائية النشطة سريعة التغير، وتُشَجَع كاتبي مقالات المراجعة أو مُستَكتبيها على إرسال مقترح من صفحتين إلى رئيس التحرير. ويُرْفَق مع البحث المكتوب باللغة العربية ملخص (Abstract) وكلمات دالة (Keywords) باللغة الإنجليزية.

ترتيب مخطوط البحث

يجب أن تتم طباعة مخطوط البحث ببنط 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 اسْتَجَد منه. ويجري تنظيم أجزاء المخطوط وفق الترتيب التالي: صفحة العنوان، الملخص، رموز التصنيف (PACS)، المقدّمة، طرق البحث، النتائج، المناقشة، الخلاصة، الشكر والعرفان، المراجع، الجداول، قائمة بدليل الأشكال والصور والإيضاحات، ثَمَّ الأشكال والصور والإيضاحات. وتُكَتَب العناوين الرئيسة بخطً عامق، بينما

- صفحة العنوان: وتشمل عنوان المقالة، أسماء الباحثين الكاملة وعناوين العمل كاملة. ويكتب الباحث المسؤول عن المراسلات اسمه مشارا إليه بنجمة، والبريد الإلكتروني الخاص به. ويجب أن يكون عنوان المقالة موجزا وواضحا ومعبرا 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 يلى 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).
- 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.

rm	Jordan Journal of				
tion Fo	PHYSICS				
ıbscrip	An International Peer-Reviewed Research Journal				
S	🖉 Published by the Deanship of Research & Graduate Studies, Yarmouk University, Irbid, Jordan				
الأسم: :					
التخصص:					
A	العنوان:				
صندوق البريد :					
المدينة/الرمز البريدي:					
0	القطر :				
F	رقم الهاتف:				
F	رقم الفاكس: Fax No:				
E	البريد الإلكتروني:E-mail:				
Ν	No. of Subscription:	عدد الإشتراكات:			
طريقة الدفع:					
A	المبلغ المرفق:				
التوقيع:					
Cheques should be paid to Deanship of Research and Graduate Studies - Yarmouk University.					
I would like to opposible to the Journal					
For	uld like to subscribe to the Journal	One Year Subscription Rates			
	• One Year	Inside Jordan Outside Jordan			
	Two Years	Students JD 4 \in 20			
	■ Three Years	Institutions JD 12 € 60			
Correspondence					
Subs	scriptions and Sales:				
Prof. Ibrahim O. Abu-AlJarayesh					
Yarmouk University					
Irbid – Jordan					
Telephone: 00 962 2 711111 Ext. 2075					
1	Fax No.: 00 962 2 7211121				



جامعة اليرموك



المملكة الأردنية الهاشمية



المجلد (4)، العدد (2)، 2011م / 1432هـ



المجلد (4)، العدد (2)، 2011م / 1432هـ

ا**لجلة الأردنية للفيزياء**: مجلة بحوث علمية عالمية محكّمة أسستها اللجنة العليا للبحث العلمي، وزارة التعليم العالي والبحث العلمي، الأردن،

وتصدر عن عمادة البحث العلمي والدراسات العليا، جامعة اليرموك، إربد، الأردن.

رئيس التحرير:

ابراهيم عثمان أبو الجرايش قسم الفيزياء، جامعة اليرموك، إربد، الأردن. ijaraysh@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

هشام بشارة غصيب جامعة الأميرة سمية للتكنولوجيا، عمان، الأردن. ghassib@psut.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 الموسى قسم الفيزياء، جامعة مؤتة، الكرك، الأردن. mmousa@mutah.edu.jo

نهاد عبد الرؤوف يوسف قسم الفيزياء، جامعة اليرموك، إربد، الأردن. nihadyusuf@yu.edu.jo

خلف عبد العزيز المساعيد قسم الفيزياء التطبيقية، جامعة العلوم والتكنولوجيا الأردنية، إربد، الأردن. khalaf@just.edu.jo

سكرتير التحرير: مجدى الشناق

ترسل البحوث إلى العنوان التالي:

الأستاذ الدكتور إبراهيم عثمان أبو الجرايش رئيس تحرير المجلة الأردنية للفيزياء عمادة البحث العلمي والدراسات العليا، جامعة اليرموك إربد ، الأردن هاتف 2075 2 262 00 فرعي 2075 **E-mail**: *jjp@yu.edu.jo* Website: *http://Journals.yu.edu.jo/jjp*