ISSN 1813 - 2065

IRAQI JOURNAL OF

APPLIED PHYSICS

VOLUME (1) , ISSUE (1) , JANUARY 2005

Sponsored and Published by

THE IRAQI SOCIETY OF ALTERNATIVE AND RENEWABLE ENERGY SOURCES AND TECHNIQUES (ISAREST)

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS is a new Iraqi specialized quarterly periodical founded in 2004. It is sponsored and published by the Iraqi Society for Alternative and Renewable Energy Sources and Techniques (ISAREST) and interests to publish original papers and letters in:

Applied & Nonlinear Optics
Applied & Heat Mechanics
Digital & Optical Communications
Electronic Materials & Devices
Laser Physics & Applications
Plasma Physics & Applications
Quantum Physics & Spectroscopy
Semiconductors & Optoelectronics
Solid State Physics & Applications

EDITORIAL BOARD

Walid K. HAMOUDI
Editor-In-Chief
School of Applied Sciences
University of Technology,
IRAQ

Raid A. ISMAIL
Member
Physics and Astronomy Center
Ministry of Science and
Technology, IRAQ

Raad A. KHAMIS
Member
School of Applied Sciences
University of Technology,
IRAQ

Dayah N. RAOUF
Member
School of Applied Sciences
University of Technology,
IRAQ

Oday A. HAMADI
Editing Manager
P. O. Box 55159,
Baghdad 12001,
IRAQ

ADVISORY BOARD

El-Sayed M. FARAG
College of Engineering
Al-Minofiya University,
EGYPT

Muhammad A. HABIB
Center of Physics and Astronomy
Ministry of Science and
Technology,
IRAQ

Mutaz S. ABDUL-WAHAB
Electric and Electronic
Engineering
University of Technology, IRAQ

Faiz H. AL-BERKDAR
School of Applied Sciences
University of Technology,
IRAQ

Yanko SAROV
Central Lab. of Optics
Bulgarian Academy of Science,
Sofia,
BULGARIA

Kais A. AL-NUAIMY
Department of Physics
College of Science
University of Baghdad,
IRAQ

Muhammad S. MAHDI
Department of Laser and
Optoelectronics Engineering,
University of Technology,
IRAQ

Mazin M. ELIAS
Laser Institute for
Postgraduates
University of Baghdad,
IRAQ

Abdullah M. SUHAIL
Department of Physics
College of Science
University of Baghdad,
IRAQ

Khaled A. AHMED
Department of Physics
College of Science
Al-Mustansiriya University,
IRAQ

Farid F. RASHEED
Department of Laser and
Optoelectronics Engineering,
University of Technology,
IRAQ

Sahah S. ABDUL-NOOR
School of Applied Sciences
University of Technology,
Baghdad,
IRAQ

Muhammad A. HUSSAIN
Department of Laser and
Optoelectronics Engineering, Al-
Nahrain University,
IRAQ

Manal J. AL-KINDY
Department of Electronic and
Communications Engineering
Al-Nahrain University,
IRAQ

CONTRIBUTIONS

Contributions to be published in this journal should be original research works not already published or submitted for publication elsewhere, individual papers or letters to editor.

ORDERS

Orders of issues can be submitted by contacting the editor-in-chief or editorial secretary to maintain the address of issue delivery and payment way. The journal is pleased to advertise for conferences, symposia, meetings and other scientific activities over world.

Iraqi Society of Alternative And Renewable Energy Sources and Techniques (ISAREST)

ISSN 1813-2065
PRINTED IN IRAQ

INSTRUCTIONS TO AUTHORS

SUBMISSION OF MANUSCRIPTS

Manuscripts should be submitted to the editing secretary at the following mail or email addresses:

Iraqi Journal of Applied Physics
Editor Secretary
P. O. Box 55248,
Baghdad 12001, IRAQ
irq_appl_phys@yahoo.com

Iraqi Journal of Applied Physics
Editor-In-Chief
P. O. Box 55159,
Baghdad 12001, IRAQ
editor_ijap@yahoo.com

MANUSCRIPTS

Three copies should be submitted to Editor in the following configuration:

- Double-spaced one-side A4 size with 2.5cm margins of all sides
- 12pt Times New Roman font
- Manuscripts presented in English only are accepted
- Authors confirm affiliations, addresses and emails. Email is necessary for correspondences
- English and Arabic abstract not exceed 200 words
- Non-Arabic authors could submit English abstract only and the editorial board would formulate an Arabic abstract
- 4 keywords (at least) should be maintained on (PACS preferred)
- Author(s) should express all quantities in SI units
- Equations should be written in equation form (italic and symbolic)
- Figures and Tables should be separated from text
- Figures and diagrams can be submitted in colors for reviewing and they will be returned to authors after providing printable copies.
- Editors decide if the figures and diagrams are published in colors.
- Software of charts should be indicated (EXCEL, GRAPHER, MATLAB, etc.)
- Only original or high-resolution scanner photos are accepted
- References should be written in titles, full-name authors, names of publications, years, volumes, issues and pages (from-to)
- Electronic submission is accepted at the electronic address of editorial secretary
- The article not submissive to the instructions above may be rejected in advance

PROOFS

Authors will receive proofs of papers and requested to return one corrected hard copy with a WORD copy on a 3.5" disk. New materials inserted in the original text without Editor permission may cause rejection of paper.

COPYRIGHT FORM

Author(s) will be asked to fill copyrights transfer form as soon as the article is accepted. This will ensure the widest possible disseminating of information.

OFFPRINTS

Authors will receive offprints free of charge and any additional offprints can be ordered. First authors of the first issue of journal will receive a free copy of the issue.

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS
المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

Iraqi J. of Appl. Phys., Vol.1, No.1, 2005, 1-7

Oday A. Hamadi

P. O. Box 55159,
Baghdad 12001,
IRAQ
odayata2001@yahoo.com

HAZ Extent Analysis in Fiber-Reinforced Plastic Grooving by Laser

In this investigation, the anisotropic extent of HAZ in laser grooving of fiber-reinforced plastic was studied by constructing an analytical model then comparing results obtained with the experimental. A principle of three main components of anisotropic thermal conductivity was considered, and then the equation governing thermal conduction process was transformed to a form similar to that of isotropic material. An analysis, based on a three-dimensional anisotropic thermal conductivity and a moving heat source, was presented to predict HAZ extent in laser-grooving of fiber-reinforced plastic. This analysis included prediction of HAZ extent when grooving is parallel to the principal axes and when it is off-axes. The HAZ extent was determined depending on temperature difference relative to matrix combustion or char temperature. With respect to survey of previous works, this investigation is a novel attempt to analyze the extent of HAZ in FRP grooving by a CW CO_2 laser.

Keywords: *Laser Grooving, Fiber-Reinforced Plastics, Heat-Affected Zone*

Received: 24 June 2004, Revised: 2 July 2004, Accepted: 3 August 2004

1. Introduction

Composite materials have several advantages in industrial and constructional applications due to their high toughness and directional properties. Although these materials are dried for final formation, mechanical processing is still required at formation and production courses. The conventional processing techniques are often difficult due to anisotropy and inhomogeneous structures of such materials [1-3]. The excess wear of processing tool increases reasonably both time and cost of mechanical processing. As laser-processing tool is not wearable and does not contact the workpiece that may cause it to dissociate, then using a laser beam submits several advantages compared to conventional techniques.

In addition, composite materials generally absorb CO_2 laser beam well, so, laser grooving of these materials is worthy to be studied. Most previous works concentrated on the experimental aspect to determine surface-finishing features of carbon-fiber-reinforced plastics (CFRP) or aramide-fiber-reinforced plastics (AFRP) using CO_2 laser [4-9].

Heat affected zone (HAZ) formation depends extremely on heat transfer rate from processing tool to the workpiece considered. Using laser beam moving fast over the workpiece results small affected volume and hence cutting region of better finishing. It was found that graphite-reinforced composites are less appropriate for laser cutting due to high conductivity of fibers as well as high vaporization temperature [3][10-13]. A 1D mathematical model describing heat transfer in such materials was presented [10] which predicts maximum heat transfer rate as a function of laser beam power. Another analysis was presented for groove depth and width of laser-grooved composites [14]. A study including three-dimension processing concept was also presented [15]. These analyses indicated good agreement with the experimental results.

A previous study, including a model predicting HAZ extent depending on the corresponding thermal conduction, was presented. This model determined the effective value of thermal conductivity in parallel to the direction of reinforcing fibers [14][16]:

$$k_{parallel} = V_f k_f + V_m k_m \tag{1}$$

where V_f, k_f, V_m and k_m are volume fraction and thermal conductivity of fibers and matrix, respectively. Both values of V_f and k_f are taken parallel to longitudinal axis of fibers. The following approximation was considered to predict the transverse thermal conductivity of CFRP as following [14][16]:

$$\frac{1}{k_s} = \frac{V_f}{k_f} + \frac{V_m}{k_m} \tag{2}$$

The present investigation includes application of thermal conduction model both analytically and numerically to anisotropic material as well as experimental results of HAZ extent. A model of anisotropic thermal conductivity (k), instead of individual values in certain directions, is presented. This investigation stresses in special on the effects of fibers direction on HAZ extent as predicted by the present model.

ISSN 1813-2065
Copyright © 2005 ISAREST. All rights reserved
Printed in IRAQ

2. Experiment

The experimental work and results were considered from two previous works of the author [13][17]. A CW CO_2 laser system of 60W output power and Gaussian mode (TEM_{oo}) was used [18]. A ZnSe lens with 5cm focal length was employed to focus the laser beam in order to raise the power density to value of ($10^4 W/cm^2$). Workpiece was moved horizontally in front of the laser beam using a *xyz*-movable stage of 10cm/s maximum speed. Nitrogen gas jetted axially to the cutting region was used to provide an inert environment and protect focusing lens from debris.

Workpiece was made of a carbon-reinforced composite (epoxy) as fibers of 50% volume fraction. Dissociation temperature of the workpiece was determined using thermal gravometric analysis (TGA) technique. Table (1) explains values of experimental parameters and workpiece properties considered in this analysis [11][19]. Experimental parameters considered are thermal input parameter (P/v) and direction of groove with respect to that of fibers (0°, 30°, 45°, 60° and 90°). Thermal input parameter (P/v) is defined as laser power (P) to workpiece moving at speed (v) and includes main processing variables. A Leitz Metallux-3 optical microscope was used to measure the width of heat-affected zone (HAZ). Fig. (1) indicates schematically laser grooving of a fiber-reinforced plastic.

Analytical and numerical treatments were obtained by EXCEL and SIMULATICS software.

3. Mathematical Treatment

A- Cutting along workpiece axes

The isotropic thermal conduction model submits an initial prediction for the HAZ as the effects of anisotropy, thickness and immersed heat source are taken into account.

Laser-produced temperature in *xyz* coordinates and time $T(x,y,z,t)$ is given as [20-24]:

$$T - T_o = \frac{\eta P}{2\pi kR}\exp\left(-\frac{v}{2N}(R-x)\right) \tag{3a}$$

where $R = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$ and N is thermal diffusivity of material. Absorption efficiency (η) of material to laser beam is assumed to be unity [10][20-21][23]. Width of HAZ (w_d) results from the difference between initial (T_o) and combustion or char (T_c) temperatures of matrix as [10]:

$$w_d \exp\left(-\frac{vw_d}{2N}\right) = \frac{\eta P}{2\pi k(T_c - T_o)}\exp\left(-\frac{vx}{2N}\right) \tag{3b}$$

Studying the anisotropic formation of HAZ in laser cutting of FRP emerges from cutting along the fundamental axis of material structure. First, an anisotropic semi-finite bulk subjected to a point-heating source and moving along x-axis with speed of (v) is analyzed and the molten layer is assumed to have a negligible thickness [14]. Absorbed laser power is employed to melt the material then penetrate inside the bulk, whereas the energy required by phase transform to occur is around (1%) of incident energy.

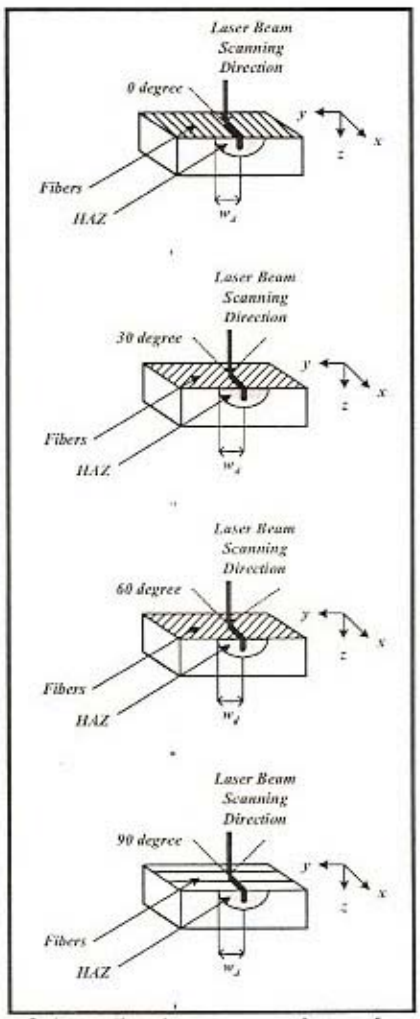


Fig.(1): Schematic laser grooving of a fiber-reinforced plastic at different angles between laser beam scanning direction and fiber axis

Furthermore, convection and radiation effects are neglected compared to that of conduction [12][25]. Thermal conduction along the main axis of workpiece is restricted as follows [25-28]:

$$k_1\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k_2\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + k_3\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \rho c\frac{\partial T}{\partial t} \tag{4}$$

where ρ is the density, c is the specific heat capacity, k_1, k_2 and k_3 are the fundamental thermal conductivities representing the initial conditions $T=T_o$ at $x=\pm\infty$, $y=\pm\infty$ and $z=\pm\infty$. Also,

$$-k_1\frac{\partial T}{\partial x} - k_2\frac{\partial T}{\partial y} - k_3\frac{\partial T}{\partial z} = \eta Q\dot{q} \tag{5}$$

at the initial conditions $x=vt$, $y=0$ and $z=0$. The term $\dot{q}$ is the thermal power density [29].

To obtain temperature field, assume that:

1. Three-dimensional heat conduction in the workpiece occurs normal to the erosion front, and the beam-material interaction results in

complete material removal at the vaporization temperature.
2. The thermal properties are constant.
3. The secondary heat source from oxidation reaction is neglected because of inert surrounding environment, and heat convection and radiation are negligible [12][25].
4. The evaporated material does not interfere with the laser beam, and multiple reflection of laser radiation within the groove is neglected.
5. Point heat source travels on the surface of workpiece.

In order to solve Eq.(4), the following substitution of simplifying terms are performed:

$$A_1=\sqrt{\frac{a}{k_1}}x,\quad A_2=\sqrt{\frac{a}{k_2}}y,\quad A_3=\sqrt{\frac{a}{k_3}}z$$
$$and\quad U=\sqrt{\frac{a}{k_1}}v \tag{6}$$

where a is a selective constant to solve the differential equations.

Steady-state temperature is given by:

$$T-T_o=\frac{\eta P}{2\pi(\sqrt{k_1k_2k_3})B}\exp\frac{(v\rho c(B-\frac{x}{\sqrt{k_1}}))}{2\sqrt{k_1}} \tag{7}$$

where $B=\sqrt{\frac{x^2}{k_1}+\frac{y^2}{k_2}+\frac{z^2}{k_3}}$.

For isotropic materials, $k_1=k_2=k_3$, then Eq.(7) can be reduced to Eq.(3).

Thermal conductivity of carbon fiber at temperatures more than (300°C) is higher than that at room temperature [30]. Despite, temperature-dependent conductivity is not considered in the analysis forward; mean thermal conduction occurs fundamentally along fibers due to drastically increasing conductivity at laser-cutting temperature.

Equation of nonlinear cutting considering temperature-dependent conductivity is given as follows [25-28]:

$$\frac{\partial}{\partial x}(k_1\frac{\partial T}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(k_2\frac{\partial T}{\partial y})+\frac{\partial}{\partial z}(k_3\frac{\partial T}{\partial z})-\rho c\frac{\partial T}{\partial t} \tag{8}$$

To obtain the temperature field, further assumptions are performed such as:

1. Thermal conductivity is dependent on temperature, while thermal diffusivity (N) stills constant. It is noted that specific heat capacity has similar temperature dependency as conductivity; hence the derived diffusivity varies much less with temperature [30].
2. There is proportionality between the principal conductivities, i.e., the three conductivities vary with temperature at the same time.

In case of cutting parallel to fiber axis, we have:

$$k_{parallel}=\beta k_{transverse} \tag{9}$$

where β is a proportionality constant equals to $\frac{k_{parallel}}{k_{transverse}}=\frac{4.5}{0.67}=6.716$ as given in Table (1).

Temperature of phase transform is given as [30]:

$$\Theta=\frac{1}{k_o}\int_{T_o}^{T}k_{transverse}(\tau)d\tau \tag{10}$$

where $k_{transverse}$ is temperature-dependent thermal conductivity. Substituting Eq.(10) in Eq.(8) yields:

$$\bar{k}_1\frac{\partial^2\Theta}{\partial x^2}+\bar{k}_2\frac{\partial^2\Theta}{\partial y^2}+\bar{k}_3\frac{\partial^2\Theta}{\partial z^2}=\rho c\frac{\partial\Theta}{\partial t} \tag{11}$$

where $\bar{k}_1=\beta\bar{k}_2=\beta\bar{k}_3$.

In order to solve Eq.(11), the following substitutions are performed:

$$A_1=\sqrt{\frac{a}{\bar{k}_1}}x,\quad A_2=\sqrt{\frac{a}{\bar{k}_2}}y,\quad A_3=\sqrt{\frac{a}{\bar{k}_3}}z\quad and\quad U=\sqrt{\frac{a}{\bar{k}_1}}v \tag{12}$$

where a is a selective constant used to solve the differential equation.

Steady-state temperature is given as:

$$\Theta=\frac{\eta P}{2\pi(\sqrt{\bar{k}_1\bar{k}_2\bar{k}_3})B}\exp\frac{(v\rho c(B-\frac{x}{\sqrt{\bar{k}_1}}))}{2\sqrt{\bar{k}_1}} \tag{13}$$

where $B=\sqrt{\frac{x^2}{\bar{k}_1}+\frac{y^2}{\bar{k}_2}+\frac{z^2}{\bar{k}_3}}$.

In case of thin slab workpiece of thickness (d), an analytical solution is required with an assumption that there is no thermal conduction at bottom surface as $\partial T/\partial z=0$ at $z=d$. Though, analytical model above of an infinite bulk does not provide the desired boundary condition at $z=d$ where $\partial T/\partial z=0$ at $z=\infty$. Therefore, it is necessary to modify the model according to the boundary condition of thin slab workpiece.

It is possible to suppose that laser beam grazes on the groove followed by thermal conduction from this position causing material removal and forming a heat-affected zone (HAZ). Hence, it is not necessary to place heat source at $z=0$ as proposed in the previous analysis and for accuracy and simplicity, heat source is supposed to move at evaporation depth (z_o). Now, Eq.(7) and Eq.(13) can be written as:

$$T-T_o=\frac{\eta P e^{v\rho c(z_o)/2k_1}}{2\pi B}\left[\frac{\exp-\frac{v\rho c(g)}{2\sqrt{k_1}}}{g}+\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{\exp-\frac{v\rho c(g2n)}{2\sqrt{k_1}}}{g2n}+\frac{\exp-\frac{v\rho c(g2n+1)}{2\sqrt{k_1}}}{g2n+1}\right)\right] \tag{14a}$$

where

$$g=\sqrt{\frac{x^2}{k_1}+\frac{y^2}{k_2}+\frac{(z-z_o)^2}{k_3}} \tag{14b}$$

$$g2n=\sqrt{\frac{x^2}{k_1}+\frac{y^2}{k_2}+\frac{(2nd-(z-z_o))^2}{k_3}} \tag{14c}$$

$$g2n+1=\sqrt{\frac{x^2}{k_1}+\frac{y^2}{k_2}+\frac{(2nd+(z-z_o))^2}{k_3}} \tag{14d}$$

Taking temperature-dependent conductivity into account, being:

$$\Theta=\frac{\eta P e^{\nu\rho c(z+z_o)/2k_1}}{2\pi\sqrt{k_1k_2k_3}}\left[\frac{\exp-\frac{\nu\rho c(\bar{g})}{2\sqrt{k_1}}}{\bar{g}}+\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{\exp-\frac{\nu\rho c(\bar{g}2n)}{2\sqrt{k_1}}}{\bar{g}2n}+\frac{\exp-\frac{\nu\rho c(\bar{g}2n+1)}{2\sqrt{k_1}}}{\bar{g}2n+1}\right)\right] \quad (15a)$$

$$\bar{g}=\sqrt{\frac{x^2}{\bar{k}_1}+\frac{y^2}{\bar{k}_2}+\frac{(z-z_o)^2}{\bar{k}_3}} \quad (15b)$$

$$\bar{g}2n=\sqrt{\frac{x^2}{\bar{k}_1}+\frac{y^2}{\bar{k}_2}+\frac{(2nd-(z-z_o))^2}{\bar{k}_3}} \quad (15c)$$

$$\bar{g}2n+1=\sqrt{\frac{x^2}{\bar{k}_1}+\frac{y^2}{\bar{k}_2}+\frac{(2nd+(z-z_o))^2}{\bar{k}_3}} \quad (15d)$$

Extent of HAZ is determined by difference with respect to matrix combustion or char temperature. Iteration is performed between vaporization depth and HAZ extent until the agreement required is obtained.

B- Cutting off workpiece axes

The analysis presented in the previous section is a special case of laser cutting but in general, laser-cutting process is applied in any direction relative to fiber axis. Therefore, a suitable approach to predict HAZ extent in off-axis laser cutting is needed.

The equation governing cutting process is given as [25]:

$$k_{11}\frac{\partial^2T}{\partial x^2}+k_{22}\frac{\partial^2T}{\partial y^2}+k_{33}\frac{\partial^2T}{\partial z^2}+(k_{12}+k_{21})\frac{\partial^2T}{\partial x\partial y}+$$
$$+(k_{13}+k_{31})\frac{\partial^2T}{\partial x\partial z}+(k_{23}+k_{32})\frac{\partial^2T}{\partial y\partial y}=\rho c\frac{\partial T}{\partial t} \quad (16)$$

where $k_{ij}=k_{ji}$ according to reciprocity law.

It is worthy noting that in case of $k_{ij}=0$ ($i\neq j$), Eq.(16) is reduced to Eq.(4). Despite, it is difficult to present an analytical solution for Eq.(16). In this investigation, a numerical solution of the anisotropic groove was presented by the finite difference method (FDM).

Thermal conductivity of anisotropic solid includes 9 components called conductivity parameters as follows:

$$\bar{k}=\begin{vmatrix}k_{11}-\lambda & k_{12} & k_{13}\\ k_{21} & k_{22}-\lambda & k_{23}\\ k_{31} & k_{32} & k_{33}-\lambda\end{vmatrix} \quad (17)$$

where λ is the eigenvalue.

The workpiece can be considered a monoclinic case, i.e., $k_{13}=k_{31}=k_{23}=k_{32}=0$. The principal conductivities satisfy Eq.(17), hence values of k_{12} and k_{21}, as well as those in desired directions, can be deduced from Eq.(17). Values of k_1, k_2 and k_3 are considered eigenvalues for Eq.(17) and the coordinates (x,y,z) can be transformed to principal axes B_1, B_2 and B_3 as [19][25][31]:

$$k_1B_1^2+k_2B_2^2+k_3B_1^2=1 \quad (18)$$

where k_1, k_2 and k_3 are principal conductivities and B_1, B_2 and B_3 are principal axes.

The effect of temperature-dependent conductivity on the HAZ will be considered in off-axis cutting process. Temperature-dependent conductivity along cutting direction is given by:

$$k_{ij}(T)=\beta_{ij}\times k_{isotropic}(T) \quad (19)$$

where $i,j=1,2$ and β_{ij} is the proportionality constant.

Boundary conditions of an anisotropic thin slab irradiated by laser are:

In x-direction at $x=0$

$$-k_{11}\frac{\partial T}{\partial x}-k_{12}\frac{\partial T}{\partial y}+h(T-T_\infty)=0 \quad (20a)$$

At $x=L_x$

$$k_{11}\frac{\partial T}{\partial x}-k_{12}\frac{\partial T}{\partial y}+h(T-T_\infty)=0 \quad (20b)$$

In y-direction at $y=0$

$$-k_{21}\frac{\partial T}{\partial x}-k_{22}\frac{\partial T}{\partial y}+h(T-T_\infty)=0 \quad (20c)$$

At $y=L_y$

$$k_{21}\frac{\partial T}{\partial x}-k_{22}\frac{\partial T}{\partial y}+h(T-T_\infty)=0 \quad (20d)$$

In z-direction and at $z=0$

$$-k_{33}\frac{\partial T}{\partial z}+h(T-T_\infty)=0 \quad (20e)$$

At $z=L_z$

$$k_{33}\frac{\partial T}{\partial z}+h(T-T_\infty)=0 \quad (20f)$$

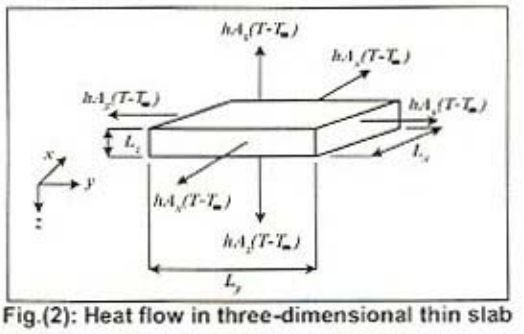


Fig.(2): Heat flow in three-dimensional thin slab

Considering a three-dimensional body as shown in Fig. (2), equations of the FDM are derived from central, forward and mixed partial formula, then the numerical Gauss-Seidel iteration is employed to solve difference equations presented above.

4. Results and Discussion

As a workpiece is grooved by laser at certain energy, the heat-affected zone (HAZ) definitely exists because width of HAZ depends on laser energy per unit length of groove, known as thermal input (P/v) [32]. As shown in Figure (3) explaining width of HAZ, which is approximately proportional to (P/v), width (w_d) of HAZ is larger in a direction perpendicular to fibers than in parallel. Since carbon fiber has thermal conductivity much less in transverse direction, then thermal damage is occurring through fibers whereas it is limited to a narrow region when grooving parallel to fiber axis. Therefore, the HAZ is extended more in the perpendicular case.

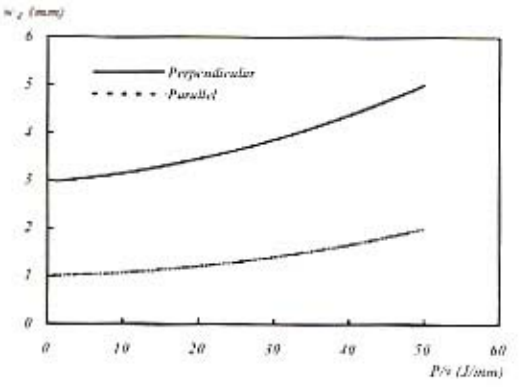


Fig.(3): Variation of HAZ width vs. thermal input in both cases, parallel and perpendicular to fiber axis

Value of thermal conductivity in Eq.(3) is taken from Table (1) where $k=k_1=k_2=k_3=0.67$W/m.K in case of groove parallel to fibers and $k=k_1=k_2=k_3=4.5$W/m.K in case of groove perpendicular to fibers. Also, density (ρ) is (1530kg/cm^3) and specific heat (c) is (950J/kg.K), as shown in Table (1).

Table (1) Experimental parameters and properties of carbon-reinforced epoxy grooved by CW CO_2 laser

Property	Units	Value	
Density	kg/m^3	1530	
Specific Heat	J/kg.K	950	
Char Temperature	K	633	
Thermal Conductivity	W/m.K	4.5	at 0°
		3.541	at 30°
		2.582	at 45°
		1.628	at 60°
		0.67	at 90°
Thermal Diffusivity	m^2/s	3.096×10^{-6}	at 0°
		2.029×10^{-6}	at 45°
		4.609×10^{-7}	at 90°
Laser Power	W	50	
Workpiece Speed	mm/s	1-50	
Proportionality Constant β		6.716	

There is some deviation in values due to our previous assumption of individual conductivities of anisotropic material. As heat is conducted along fiber axis more than predicted by the isotropic model, then theoretical values of HAZ width can be predicted in both cases, parallel and perpendicular, as shown in Figure (4). There is, due to these results, real requirement for an anisotropic analysis.

Eq.(2) and Eq.(3) indicate both the positive and negative slope of HAZ width (w_d) varying with thermal conductivity (k). All principal values of conductivities in Table (1) lie on the positive slope then grooving perpendicular to fiber axis should cause HAZ to be larger than that in the parallel case. Although, HAZ is not determined only by thermal conductivity. Matrix char temperature (T_c), which determines the existence of HAZ, is affected as will be discussed later. Larger thermal conductivity distributes heat more effectively and the resulted temperature gradient is small as shown in Figure (5). In both high and low levels of temperature difference, the resulted HAZ width (w_d) can be either increased or decreased with increasing thermal conductivity (k) and in case of current anisotropic material, different values (k) are used in both cases, parallel and perpendicular. Although results indicates that parallel groove causes lesser thermal damage to material, effects of char temperature (T_c) and conductivity corresponding to different grooving directions must be considered. Undesired grooving direction causing wide HAZ is also a function to T_c.

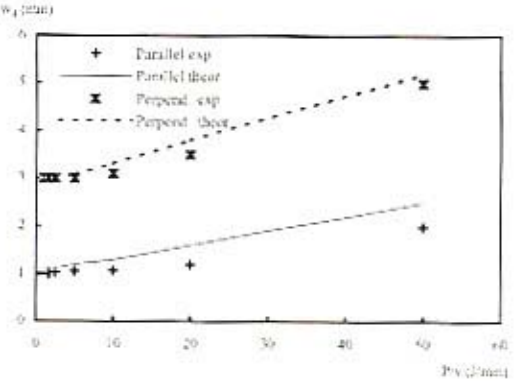


Fig.(4): Variation of HAZ width vs. thermal input at T_o=30°C and x=5mm

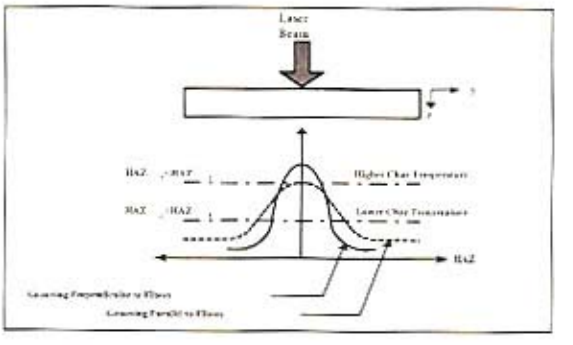


Fig. (5): Temperature gradient in y-direction for both cases of grooving

Substituting (T_c=633K) [33-35], it is possible to determine the extent of HAZ and z_o as x is constant then integrating with respect to y and z variables until an accepted agreement is obtained. Results of HAZ extent obtained from this model are compared to the experimental results shown in Fig. (6).

Equations (1-3) confirm that both k_2 and k_3 are represented by matrix conductivity and k_1 represents fiber conductivity as grooving parallel to fiber axis. Variation of k_1 with temperature is more important than that of both k_2 and k_3. Despite the effect of temperature-dependent conductivity was not considered in the analysis ahead, this investigation assumes a value of temperature-dependent conductivity taken from reference [30]. First simulation model supposing constant k shows HAZ extent smaller than expected at higher laser power in both cases parallel and

perpendicular, as shown in Fig. (6). As laser grooving and cutting of such materials reach too high temperature, then effective thermal conduction of workpiece increases greatly at groove-formation temperature, which in turn reduces prediction accuracy. Fig. (6) shows that taking effect of temperature-dependent conductivity may enhance results especially at high *P/v*.

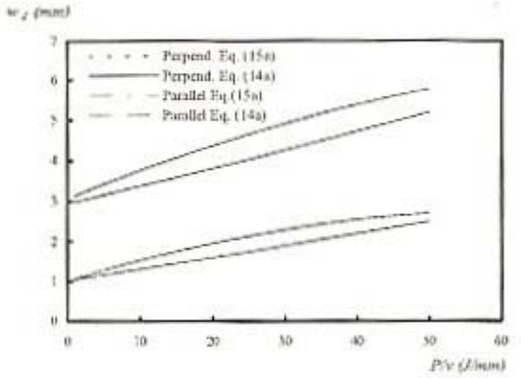


Fig.(6): Analytical results of HAZ width vs. thermal input according to Eq.(14a) and Eq.(15a)

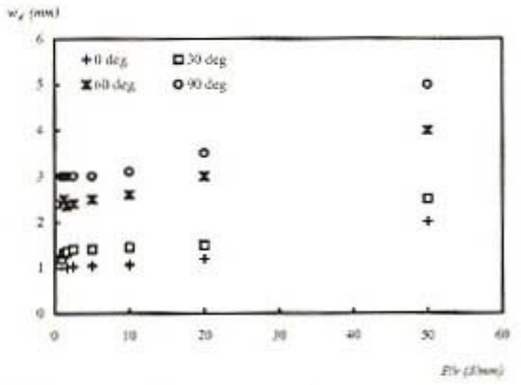


Fig.(7): Experimental results of HAZ width vs. thermal input at 0°, 30°, 60° and 90° grooving

As mentioned above, Table (1) indicates values of parameters used in this analysis regarding the boundary conditions and principal equation governing it. Figure (7) indicates HAZ extent measured experimentally at 0°, 30°, 60° and 90° relative to fiber axis. 30°-groove width of HAZ is smaller than that in 60° because the carbon fiber has a thermal conductivity along fiber axis higher than in transverse direction. Hence, grooving parallel to fiber axis results narrower HAZ than those of perpendicular case, i.e., grooving with a direction closer to fiber axis leads to larger HAZ.

Figure (8) shows a comparison between experimental and analytical results regarding a temperature-dependent conductivity. This assumption improves prediction results more especially at high *P/v*. An agreement between prediction results of grooving at 30° and 60° relative to fiber axis with the experimental results is shown.

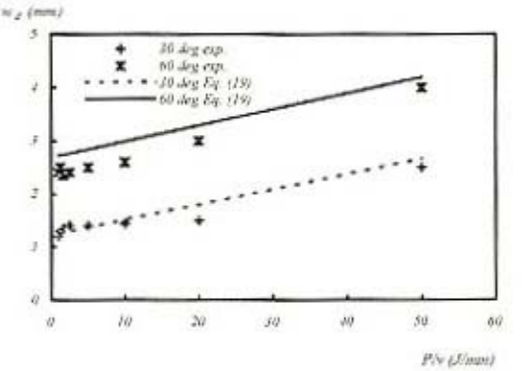


Fig.(8): Experimental and analytical, according to Eq.(19), results of HAZ width vs. thermal input

5. Conclusions

In this investigation, anisotropic extent of HAZ in laser grooving of fiber-reinforced plastic was studied by constructing an analytical model then comparing results obtained with those experimental. A principle of three main components of anisotropic thermal conductivity was considered, and then the equation governing thermal conduction process was transformed to a form similar to that of isotropic material. Analytical and experimental results proved that thermal conduction in workpiece depends on fiber direction where heat flux is principally along the direction of fiber axis as the thermal conductivity is higher in this direction. An analysis, based on a three-dimensional anisotropic thermal conductivity and a moving heat source, was presented to predict HAZ extent in laser-grooving of fiber-reinforced plastic. This analysis included prediction of HAZ extent in case of grooving parallel to the principal axes as well as the numerical results obtained by FDM in case of grooving off-axes. Also, HAZ extent was determined by numerical iteration method depending on temperature difference relative to matrix char temperature. As a main conclusion, minimum HAZ extent was obtained when grooving parallel to the fiber axis.

Acknowledgment

Author thanks *Prof. Dr. A-M. I. Ahmed* (UOT, Iraq) for the course of numerical analysis. He would like to appreciate both *Prof. Dr. W. K. Hamoudi* (UOT, Iraq) and *Prof. Dr. R. A. Ismail* for their beneficial discussions. Thanks for *Dr. D. N. Raouf, Dr. N. Al-Rubaiey* and *Mr. Salah. N. Abdullah* for their unlimited experimental assistances.

References

1) V. Kuzhukharov, D. Dimitrov and D. Toncher, *Infrared Phys.*, 29(2-4), 415 (1989).
2) V. Pletteri, E. Case and T. Negas, *J. Mat. Sci. Lett.*, 9, 133-136 (1990).
3) I. Shingematsu et al, *J. Ceram. Soc. Jpn.*, 101(5), 604-606 (1993).

4) W. W. Duley, **"CO_2 Lasers, Effects and Applications"**, Academic Press (NY) (1976) pp.271-274, 333-351.
5) J. Ready, *Proc. IEEE*, 70(6), 533-540 (1982).
6) W. Steen and J. Kamalu, **"Laser Cutting"**, Northland Pub. Co. (London) (1983) pp.15, 97.
7) D. Schoucker and W. Abel, *Proc. SPIE*, 455, 88 (1983).
8) J. Powell, **"CO_2 Laser Cutting"**, Springer-Verlag (London) (1993) 103-114.
9) J. Ready, **"Industrial Applications of Lasers"**, Academic Press (London) (1996) 88,144,196.
10) V. Tagliaferri et al., *Composites*, 16, 317 (1985)
11) G. Chryssolouris et al., *ASME J. Eng. for Industry*, 110, 65 (1988).
12) G. Chryssolouris, P. Sheng and W. Choi, *ASME J. Eng. Mater. Technol.*, 112, 387 (1990).
13) J. A. Simon and O. A. Hamadi, *Iraqi J. Phys.*, 1, 28 (2003).
14) G. Caprino and V. Tagliaferri, *Int. J. Mach. Tools Manuf.*, 28, 389 (1988).
15) G. Chryssolouris, P. Sheng and N. Anastasia, *ASME J. Eng. Industry*, 115, 62 (1993).
16) R. D. Cowan, *J. Appl. Phys.*, 34, 27 (1969).
17) O. A. Hamadi, M. A. Ahmed, R. A. Murkab, *Al-Mustansiriya J. Sci.*, 12, 307 (2001).
18) N. Al-Rubaiey, D., Raouf, and O. Hamadi, *J. Eng. Technol.*, 22, 1 (2003).
19) S. George, S. Springer and W. Tsai, *J. Composite Mater.*, 1, 166 (1967).
20) J. Harry, **"Industrial Lasers and Their Applications"**, McGraw-Hill (London) (1974) 120-124.
21) M. Bass, **"Laser Material Engineering"**, Northland Pub. (Oxford) (1982) 36, 201.
22) W. Steen, **"Laser Material Processing"**, Springer-Verlag (London) (1991), Ch.3, 5.
23) D. Belforte and M. Levitt, **"The Industrial Laser Handbook"**, Springer-Verlag (London) (1993), 2-36.
24) L. Migliore, **"Laser Materials Processing"**, Marcel-Dekker Inc. (NY) (1996), Ch.6.
25) H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, **"Conduction of Heat in Solids"**, Clarendon (London) (1959), Ch.5.
26) D. Lobao and A. Povitsky, **"Modeling of Plume Dynamics in Laser Ablation"**, 2003, *private communications.*
27) M. Lepore et al, *Proc. ICALEO'83* (Los Angeles), 38, November 14-17 (1983).
28) L. V. Zhigilei, *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.*, 76, 339 (2003).
29) M. Boutinguiza et al., *J. Laser Appl.*, 14, 9 (2002).
30) R. W. Powell, **"General Discussion on Heat Transfer"**, (London) (1951), 290.
31) W. J. Parker et al., *J. Appl. Phys.*, 32, 679 (1961).
32) H. Hocheng and C. T. Pan, *Proc. ASME*, 66, 153 (1993).
33) G. Spur and S. Liebelt, *4th Int. Conf. of Composites Eng. (ICCE/4)*, Big Island (USA), 599 (1997), *private communications.*
34) L. V. Zhigilei et al., *Chem. Rev.*, 103, 321 (2003).
35) U. S. Sathyam, A. Shearin and S. A. Prahl, *Proc. SPIE*, 2970, 19 (1997).

This article was reviewed at Laser Research Unit, University of Technology, Baghdad 35010,and Center of Physics Science and Research, Ministry of Science and Technology, IRAQ

تحليل لاتساع المنطقة المتأثرة حرارياً في عملية حفر البلاستيك المدعم بالألياف بالليزر

في هذا البحث، جرى دراسة الاتساع غير المتناظر للمنطقة المتأثرة حرارياً في عملية قطع أو حفر البلاستيك المدعم بالألياف باستخدام الليزر من خلال بناء نموذج تحليلي ومقارنة النتائج المستحصلة منه مع تلك المستحصلة عملياً. تم تقديم تحليل يفترض أن المصدر الحراري متحرك مع وجود ثلاث مركبات للتوصيلية الحرارية للمادة لغرض حساب اتساع المنطقة المتأثرة حرارياً في عملية الحفر وقد تضمن التحليل تحديد اتساع المنطقة في حالتي الحفر العمودي والموازي للمحاور الرئيسة للألياف المستخدمة للتدعيم، وكذلك النتائج العددية المستحصلة عند إجراء العملية خارج هذه المحاور. جرى بعد ذلك تحديد اتساع المنطقة اعتماداً على الفرق في درجات الحرارة نسبة إلى درجة حرارة تفحم القالب للمادة المركبة. استناداً إلى المسح الذي أجراه الباحث على الأعمال السابقة، فإن هذه الدراسة تعد محاولة لتحليل اتساع المنطقة المتأثرة حرارياً في عملية حفر أو قطع البلاستيك المدعم بالألياف باستخدام ليزر ثاني أوكسيد الكاربون المستمر.

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS
المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

Iraqi J. of Appl. Phys., Vol.1, No.1, 2005, 8-10

A Line Tuned TEM_{oo} Mode CW CO_2 Laser

Faiz H. Al-Berkdar
Dayah N. Raouf *
Falih H. Hamza

* School of Applied Sciences
University of Technology
Baghdad - IRAQ
dnraouf2005@ny.com

A design, construction and operation of a stable frequency line-tuned, plane-polarized CW CO_2 laser are described. The maximum output power of 30W for 10P(20) V-R transitions was obtained. The line tuning of laser wavelength was achieved by using 100line/mm grating. This laser was stabilized by holding the laser cavity fixed using a low thermal expansion quartz rods.

Keywords: *CO_2 laser, CW Lasers, Line Tuning*

Received: 1 August 2004, Revised: 15 September 2004, Accepted: 14 October 2004

1. Introduction

Since the first CO_2 laser operation by Patel in 1964 [1], the CO_2 laser had received a great deal of attention [2], since, because it has a wide range of applications such as optical pumping [3], optical radar [4], cutting and welding of metals [5], medical applications [5], spectroscopy [6] and waveguide lasers [7].

In this paper, the basic laser system design, operation and characterization, as well as line tuning, are described.

2. Experimental Work And Results

Figure (1) shows a schematic diagram of the laser system. The laser is consisting of two discharge pyrex glass tubes, cooled by cold water flow at 5°C, supplied and circulated by a commercial chiller. The discharge tubes lies on a common optical axis. The close ends of the discharge tubes were mounted and sealed onto an earthed stainless steel electrode. The far ends were connected and sealed onto the anodes, stainless steel electrodes, each anode was connected and sealed onto a stainless steel block. The port of the blocks were sealed by an NaCl crystal plates inclined at Brewster angle (θ_B) [8] which is determined by:

$$\theta_B = \tan^{-1}\frac{n_{NaCl}}{n_{gas}} = 56.13^{\circ} \qquad (1)$$

where n_{NaCl} and n_{gas} are refractive indices of NaCl crystal and gas, respectively.

This will allow the electric field in the plane of incidence to be transmitted only. Also, this will define the polarization of the laser output beam.

The optical resonator consisting of a grating of ~99% reflectivity, and 100line/mm (ML302, ptr optics Corporation) used as back reflector, whereas a partially transparent ZnSe mirror of 80% reflectivity, 7.5m radius of curvature and 2.54cm diameter was used as output coupler. Table (1) summarizes the optical laser beam parameters [9], for the TEM_{oo} mode, minimum spot size (w_o), beam waist (w) and far-field divergence angle (θ).

Table (1): Laser beam parameters

Parameter	Value
Laser cavity length	2.2m
Mirror radius of curvature	7.5m
Laser wavelength	10.591μm
Beam spot size at plane mirror (ω_1)	4.03mm
Beam waist at 7.5m mirror (ω_0)	3.93mm
Beam divergence (θ)	1mrad
Cavity arrangement	Hemispherical

The ZnSe mirror was mounted on a piezoelectric transducer (Burleigh PZ-90) derived by a DC power supply (P2-62) giving mirror axial movement of 7mm.K/V to control any frequency shift and to maximize the output power. The mounted ZnSe mirror was bolted onto an aluminum plate, also, the grating holder was bolted onto another aluminum plate. The two aluminum plates were placed on a ~2.3m long metal rail. A distance of ~2.2m between the two aluminum plates, which defines the optical cavity length, defined by two mirrors separation hold fixed by joining the two plates by three parallel quartz tubes. The latter tubes were fixed onto the aluminum plates. This arrangement gives frequency shift given by [5]:

$$\Delta\nu = \nu_o \alpha \Delta T \qquad (2)$$

where ν_o is the laser frequency (=2.83×10^{13}Hz), α is the quartz thermal expansion (=0.42×10^{-6}/°C) [10] and ΔT is the temperature change (=1°C). These data give frequency shift of $\Delta\nu$=11.9MHz. This is a quite small shift in the frequency compared with the doppler line width of ~60MHz for T=400K, p=10 torr for the pre-gas mixture used.

A 100line/mm grating was used for line tuning of laser wavelength. The laser blazed at littrow angle (θ_L),

Copyright © 2005 ISAREST. All rights reserved

for each particular transition, according to the equation [11]:

$$\theta_L = \sin^{-1}\frac{n\lambda}{2d} \qquad (3)$$

where n is the grating order, λ is the laser emission wavelength and d is the grating spacing. For n=1, λ=10.591μm and d=0.01mm, gives θ_L=31.97°. The minimum passive resolution for the grating is given by [11]:

$$\Delta\nu = \frac{c}{n\lambda N} \qquad (4)$$

where c is the light velocity, and N is the number of lines covered on the grating by the laser beam. For n=1, λ=10.591μm and N=1600, gives $\Delta\nu$=17.7GHz. The latter frequency bandwidth is smaller than the frequency separation between two adjacent vibrational-rotational (V-R) CO_2 molecular transitions for the 10.4μm and 9.4μm bands for P and R branches, where the frequency separations are about 53GHz and 38GHz for the P and R branches for 10.4μm and 9.4μm bands, respectively [12]. The small $\Delta\nu$=17.7GHz will make single vibrational-rotational (V-R) transition oscillation for certain $\theta_L(\lambda)$ at a time. However, two line oscillation, 10P(18) and 10P(16) for free running (metal back mirror and ZnSe output coupler) was noticed due to gain equalization between the lines, and by replacing the back mirror by the grating again, single line oscillation was obtained again. The grating was rotated, such that the incident laser polarization was normal to the grating grooves to obtain maximum reflectivity for the incident polarization.

The maximum laser output power of 30W for the 10P(20) vibrational-rotational (V-R) transition line was obtained using (12.3:14.3:73.2) CO_2:N_2:He pre-gas mixture. The pressure of 14 torr and 9 torr at the input and output of the discharge tubes was controlled by needle valves, and a fast gas flow in the discharge tube was achieved by using a 30m^3/hr rotary pump. The optical cavity was consisting of 100Line/mm grating (back reflector) and 80% reflectivity ZnSe output coupler of 7.5m radius of curvature. However, other vibrational-rotational (V-R) transition lines for all branches were obtained and summarized in Table (2).

Table (2): Laser vibrational-rotational (V-R) transition lines range

9.4μm band	
R branch	R(26)-R(12)
P branch	P(12)-P(36)
10.4μm band	
R branch	R(12)-R(28)
P branch	P(8)-P(36)

3. Conclusions

A 30W CW CO_2 laser was designed, constructed and characterized. The laser is line tuned, plane polarized and covering wide range of vibrational-rotational (V-R) transition lines. However, the main problem with the laser was the mirror and grating damages when a high reflectivity (90%) output coupler was used. The reflectors damages were avoided by using lower reflectivity mirror, such as 80% or 62% reflectivity. The high reflectivity mirror was used only when tuning the low gain lines emission, such as 9R(22) and 10P(38). This laser is quite useful for applications as optical pumping for FIR laser emission.

Acknowledgement

This work was carried out in the laboratories of Iraqi Atomic Energy Commission (IAEC). Authors would like to acknowledge the staff of mechanical and optical workshops for their help.

References

[1] C. K. N. Patel, *Physical Review*, 136(5), A1187 (1964).
[2] J. J. Degnan, *J. Appl. Phys.*, 45, 257 (1974).
[3] M. Inguiscio, A. Moretti and F. Strumia, *Opt. Commun.*, 32(1), 87 (1980).
[4] J. M. Cruikshank, *Appl. Opt.*, 18, 290 (1979).
[5] M. J. Beesley, "**Lasers and Their Applications**", Taylor & Francis Ltd. (1978).
[6] J. L. Lyman, R. G. Anderson, R. Fisher and B. Feldman, *Opt. Lett.*, 3(6), 238 (1978).
[7] H. W. Mocker, *Proc. SPIE*, 92, 120 (1976).
[8] J. D. Jackson, "**Classical Electrodynamics**", John Wiley & Sons, Inc. (NY) (1975).
[9] H. Kogelnik, *Proc. IEEE*, 54(10), 1312 (1966).
[10]W. H. J. Childs, "**Physical Constants**", Chapman and Hall (London) (1972).
[11]M. Born and E. Wolf, "**Principles of Optics**", Pergamon Press Ltd. (Oxford) (1975).
[12]V. N. Bagratashvili, I. N. Knyazev, V. S. Letokhov and V. V. Lobko, *Sov. J. Quantum Electron.*, 6(5), 541 (1976).

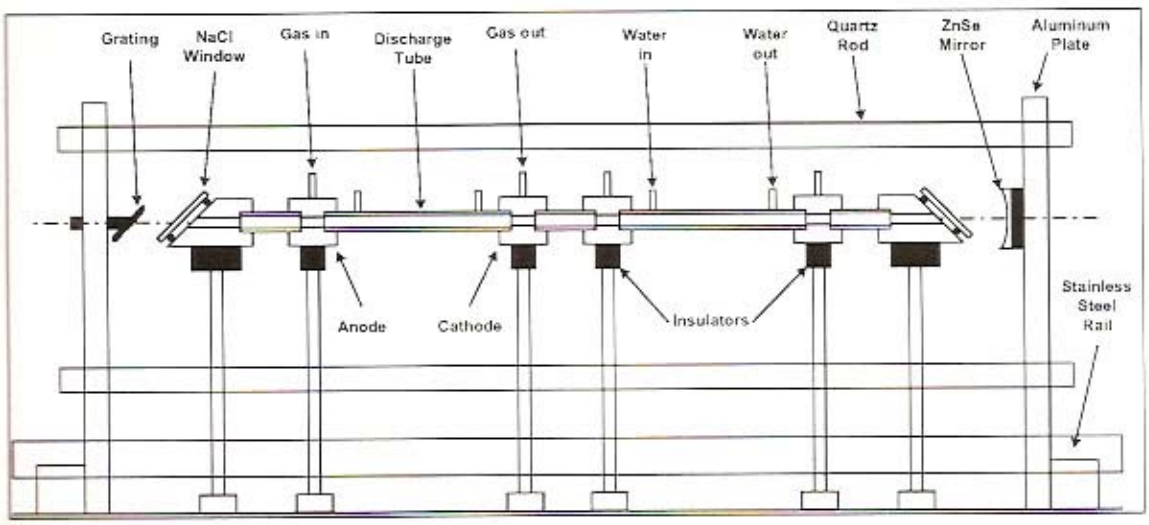


Fig. (1): Schematic diagram for the laser system

This article was reviewed at college of Science, University of Baghdad and Laser Research Unit, University of Technology, Baghdad 35010, Iraq

ليزر ثنائي أوكسيد الكاربون مستمر الموجة المولف خطياً وبالنمط TEM_{00}

تم تصنيع وتركيب وتشغيل ليزر ثنائي أوكسيد الكاربون مستمر الموجة بالذبذبة المستقرة والمولف خطياً وبالاستقطاب المستوي. حصلنا على أعلى قدرة خرج ليزري مقداره 30 واط للخط 10P(20) للانتقال الاهتزازي-الدوراني. أجريت عملية التوليف للأطوال الموجية لليزر بوساطة محزز (100linc/mm)، وقد تم الحصول على ليزر بذبذبة مستقرة من خلال تثبيت فجوة الليزر بوساطة أنابيب الكوارتز ذي معامل التمدد الحراري الواطئ.

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS
المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

Iraqi J. of Appl. Phys., Vol.1, No.1, 2005, 11-14

Optical Response Characterization of In_2O_3/c-Si Prepared by Spray Pyrolysis

Raid A. Ismail (1)
Omar A. A. Sultan (2)

(1) School of Applied Sciences, University of Technology, Baghdad, IRAQ
raidismail@yahoo.com

(2) NASSR State Company, Ministry of Industry and Minerals, Baghdad, IRAQ
omarsatar2003@yahoo.com

In_2O_3 thin films have been deposited on silicon substrate by chemical spray pyrolysis. These films show high transparency in the visible and near-IR regions. Photoresponse of In_2O_3/c-Si isotype heterojunction detector without post-deposition heat treatment has been investigated in the visible and near infrared regions. Peak response situated at 600nm was observed. External quantum efficiency was 32% at peak response. C-V measurement revealed that the junction was abrupt type and built-in potential around 1 V has been obtained.

Keywords: Thin Film Heterojunction, Chemical Spray Pyrolysis, Indium Oxide, Silicon-Base Devices

Received: 30 July 2004, Revised: 24 October 2004, Accepted: 1 November 2004

1. Introduction

The deposition and processing of wide-band gap transparent conductive oxides (TCO's) heterojunctions have become the topic of many recent investigations for next generation of very large area solar cells [1-5]. One of the most important materials of TCO's is indium oxide (In_2O_3). In_2O_3 is a wide-band gap (3.6eV) semiconductor with n-type conductivity. It has a higher value of mobility for free carriers and thus shows better results than those obtained with some other TCO's[6]. Several deposition techniques have been employed for the growth of polycrystalline In_2O_3 films [7]. One of the promising techniques is the chemical spray pyrolysis (CSP) [8]. This technique is low-cost, simple, and reliable. In this technique, high efficient solar cells have been made [9-12]. Recheva *et al.* [13] showed that In-$_2O_3$:(Sn,Te)/n-Si heterojunction position sensitive photodetector (PSP) has good linearity characteristics. In this paper, we report our experimental results on optoelectronics properties of In_2O_3/n-Si heterojunction made by CSP technique. These results are compared with the conventional p-n junction silicon photodiode.

2. Experiment

The starting material used in the present investigation is single crystalline n-type silicon wafers with orientation of (111) and resistivity of 1-3 Ω.cm. They were preliminary cleaned by boiling alcohol and then dried and then etched with dilute HF acid to remove native oxide. The heterojunctions were prepared by spraying 0.4M of an aqueous solution of $InCl_3$ onto mirror-like silicon and glass substrates heated and maintained at 400°C. In_2O_3 thin film formation can be explained by the following chemical reaction:

$$2InCl_3 + 3H_2O \rightarrow In_2O_3 + 6HCl \qquad (1)$$

The experimental set-up of CSP system is presented in Figure (1). The thickness of polycrystalline In_2O_3 film measured by gravimetric method (weighing the substrate before and after film deposition) was about 200nm.

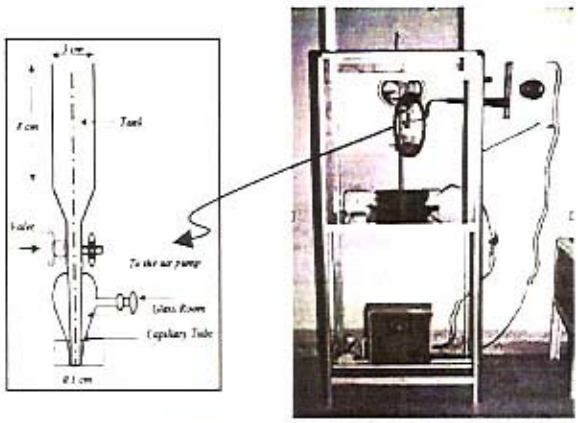


Fig. (1): Experimental Set-up of Spraying Apparatus (Right), and Layout of Enlarged Spraying Glass Nozzle (Left)

The transmittance of the film that deposited on glass substrate was estimated by using spectrophotometer (6-9) in the range 400-1300nm. Seebeck measurements have been used to investigate the electrical conductivity type of In_2O_3 films. Ag electrode was deposited on

Copyright © 2005 ISAREST. All rights reserved

In_2O_3 film and Al electrode was deposited onto the back surface of Si substrate through suitable mask with 450nm thick, using thermal resistive technique. The structure of heterojunction photodetector is shown in Figure (2). The sensitive area of the detector was around 25mm^2. The spectral responsivity at zero bias was measured using monochromator in the range 450-1100nm. The electrical characteristics of the heterojunctions were examined using C-V measurements at frequency of 0.5MHz. Diode laser with wavelength of 904nm and pulse duration of 100ns (FWHM) was used to measure the rise time of photodetector. Storage CRO (100MHz band width) was used to estimate rise time of photodetector.

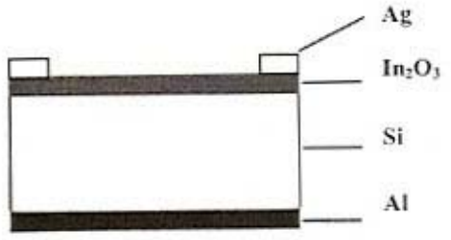


Fig. (2): Cross-sectional view of heterojunction

3. Results And Discussion

Figure (3) presents the transmittance of In_2O_3 films (200nm thick) in the spectral range 450-1000nm. It is obvious that the film exhibits average transparency around 80%, this property acts as window effect for visible and near-IR regions. This property is suitable for silicon photodetector fabrication.

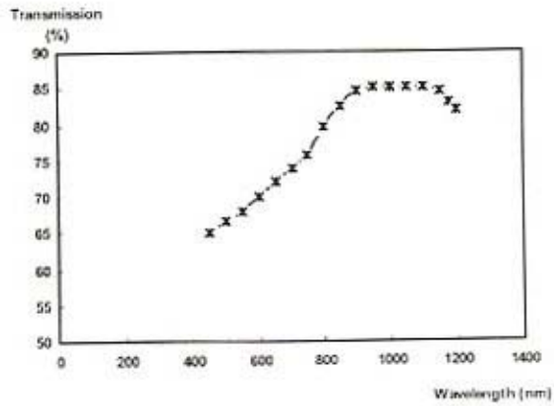


Fig. (3): Transmittance against wavelength curve

The film thickness selected here to exhibits high figure of merit (high T/R) where R is electrical sheet resistance.

Seebeck results showed that conductivity type of In_2O_3 layer was n-type, therefore, isotype heterojunction was formed.

Current-voltage curve (shown in Figure (4)) demonstrates good rectifying behavior, e.g. (rectification factor is about 1250 at 1Volt bias voltage). No soft breakdown is observed in this junction. The I-V under illumination with white light (150mW/cm^2) shows good response and no saturation has been observed.

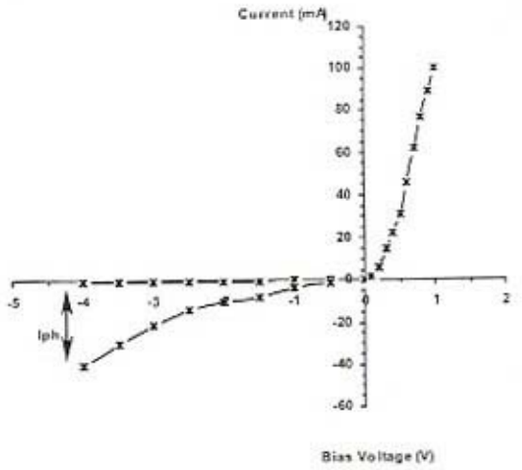


Fig. (4): I-V characteristics in forward and reverse bias under dark and illumination conditions

C-V curve of the isotype heterojunction was shown in Figure (5). This plot confirms that the junction was abrupt type and in good agreement with the standard theory of emission model developed by Anderson [14]. Since the band bending is primarily on the Si side, the C^{-2}-V intercept (not shown here after taking into account the surface capacitance C_o) of 1V on x-axis is essentially equal to the diffusion potential within the Si.

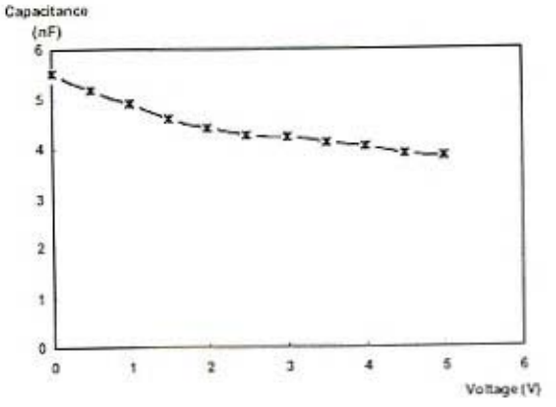


Fig. (5): Capacitance vs. reverse voltage curve

Figure (6) reveals the spectral responsivity plot of hetero-photodiode. It is obvious that the peak response was at 600nm, this is because the band gap of In_2O_3 layer. In contrary to the conventional Si p-n junction photodiode that has peak response at 900±50nm. The shape of responsivity at the low wavelength region depends on the surface condition. Photons of these wavelengths are absorbed at the vicinity of the surface,

where they generate charge carrier pairs, which may recombine, before they reach the junction. The recombination reduces carrier availability and consequently the responsivity [15]. On the other hand, it is evident from Figure (5) the responsivity curve has fall-off steeper for short wavelengths than long wavelengths region. For short wavelengths, this effect can be attributed to the parasitic light absorption in the In_2O_3 (via band-to-band transition) [16].

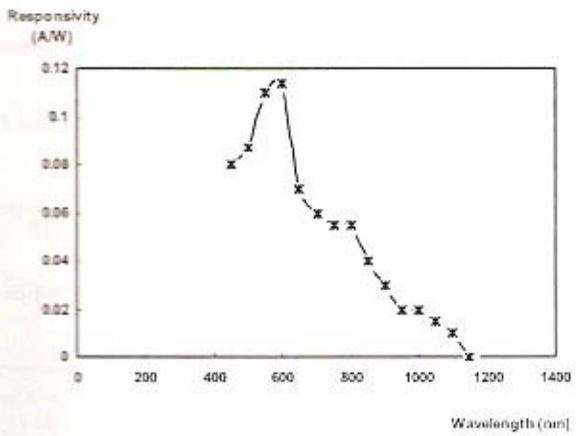


Fig. (6): Spectral responsivity for In_2O_3/c-Si diode

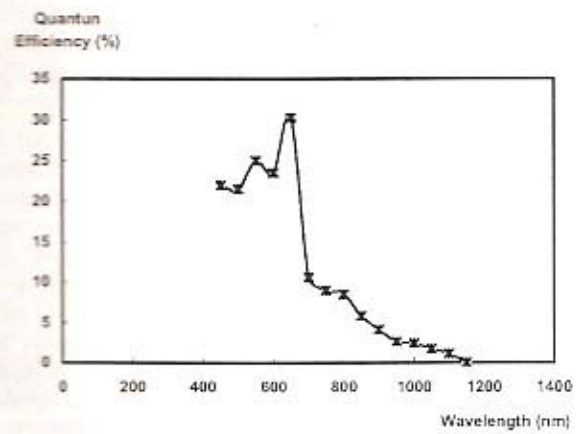


Fig. (7): EQE against wavelength

The external quantum efficiency (EQE) curve is presented in Figure (7). Its maximum value is small in comparison with silicon homojunction and other types of heterojunctions; this is probably due to the interfacial states arises from the defects accompanied the high lattice mismatch between In_2O_3 and Si (about 60%, arising from cubic structure of In_2O_3). The performance of photodiode under specific operating conditions is defined in terms of certain figures of merit. The most important figure of merit is specific spectral detectivity (D). The expression for D of a heterojunction photodiode is given by:

$$D = \frac{\eta\lambda}{2hc}\left(\frac{qA}{I_S}\right)^{1/2} \qquad (2)$$

where I_S is saturation current (600nA), A is sensitive area of photodiode, q is electron charge, h is Plank's constant, and c is speed of light.

Figure (8) shows the dependence of D (calculated from equation 1) on the wavelength at 300K. Maximum value of D is comparable to that for diffused silicon.

Time analysis result shows that the rise time of this photodetector is around 50ns and the fall time is longer than 50ns. No significant change in the photodetector main parameters was observed when operating temperature was raised to 60°C, indicating good thermal stability characteristics.

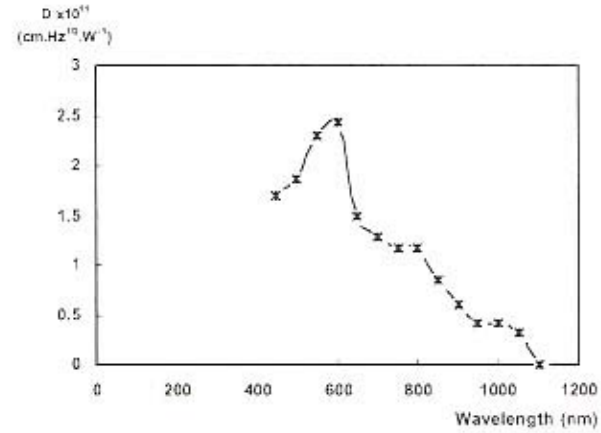


Fig. (8): Specific detectivity as a function of wavelength

4. Conclusions

We have studied elementary characteristics of In_2O_3/Si heterojunction photodiode to provide an economical visible-enhanced photodetector in contrast to silicon homojunction photodiode. The sensitivity to the red line is interpreted to the avoidance of interfacial reactions. These results demonstrate that the In_2O_3/Si heterojunction is a technologically attractive hetero-pairing for the creation of photodiodes applicable in the visible spectral range. Optimization of photodetector performance by controlling the deposition condition of In_2O_3 film is underway.

References

[1] H. Kobayashi et al., *J. Appl. Phys.*, 69, 1736 (1991).
[2] H. Kobayashi et al., *J. Appl. Phys.*, 74, 4756 (1993).
[3] T. Ishida et al., *J Electrochem. Soc.*, 141, 1357 (1994).
[4] H. Kobayashi etal., *J. Appl. Phys.*, 81, 7630 (1997).
[5] D. Song et al., *17 European PV Conference*, Munich, 2001, p.1.
[6] A. Rasa, P. Agnihotry, B. Gupta, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 10, 1871 (1977).
[7] G. Kiriakidis etal., *Mater. Phys.*, 1, 83 (2000).

[8] S. M. Rozati, M. A. Zanjanch, R. Ghanbarzadeh, World Renewable Energy Congress 7, 29 June-5 July, 2002, Cologne/ Germany.
[9] T. Feng, K. Ghosh, C. Fishman, *Appl. Phys. Lett.*, 35, 266 (1979).
[10] F. Garcra and J. Momuci, *Thin Solid Films*, 97, 47 (1982).
[11] A. Phavdwaj et al., *Solar Cells*, 5, 305 (1982).
[12] R. A. Ismail, A. Alsamar'ai, O. A. Sultan, *J. Eng. Technol.*, 20, 486 (2001).
[13] T. Resheva, V. Vassilev and M. Nanova, *Proc. 12th Conference on Photodetectors*, Bulgaria, 1986, p.275.
[14] R. Anderson, *Solid State Electron.*, 5, 341 (1962).
[15] W. Budde, "**Optical Radiation Measurements**", Academic Press (New York), p.240.
[16] Korzo and Ryabova, *Sov. Phys. Solid States*, 9, 745 (1967).

This article was reviewed at Bulgarian Academy of Science, Bulgaria, University of Hanover, Germany and The University of Technology, Baghdad 35010, Iraq

تحضير ودراسة خصائص المفرق In_2O_3/c-Si المصنع بطريقة الرش الكيميائي الحراري

تم ترسيب غشاء In_2O_3 على قاعدة سليكونية بطريقة الرش الكيميائي الحراري. أظهرت هذه الأغشية نفاذية عالية في المنطقتين المرئية وتحت الحمراء القريبة. جرى دراسة الاستجابية الطيفية للثنائي الضوئي المتجانس In_2O_3/Si في المنطقتين المرئية وتحت الحمراء القريبة وبدون إجراء أي تعاملات حرارية بعد التحضير. لقد لوحظ أن قمة الاستجابة تقع عند الطول الموجي 600nm. لقد بلغت الكفاءة الكمية الخارجية عند قمة الاستجابة 32%. كشفت قياسات سعة-جهد أن المفرق من النوع الحاد وإن جهد البناء الداخلي لهذا المفرق حوالي 1eV.

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS
المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

Iraqi J. of Appl. Phys., Vol.1, No.1, 2005, 15-19

Bassam G. Rasheed

Laser-Controlled Photoluminescence Characteristics of Silicon Nanocrystallites Produced by Laser-Induced Etching

School of Applied Sciences, University of Technology, P. O. Box 35010, Baghdad, IRAQ

Various laser wavelengths have been employed to synthesize luminescent silicon nanocrystallites by laser-induced etching process using Argon ion and Nd:YAG lasers. These nanocrystallites exhibit intense light emission in the visible region. The photoluminescence of the porous layer could e significantly controlled by the laser processing parameters. Estimations of the nanocrystallite sizes were obtained from a modified quantum confinement model appropriate for porous silicon of two-dimension wire-like structure.

Keywords: *Laser-Induced Etching, Photoluminescence, Silicon Crystallites, Nano structures*

Received: 21 September 2004, Revised: 27 October 2004, Accepted: 1 November 2004

1. Introduction

The origin of strong visible photoluminescence (PL) at room temperature from nanocrystalline silicon and porous silicon (PS) [1] has been extensively investigated over the last decade. Much effort has been focused on the control of the light emission properties of silicon nanocrystallites and porous silicon for possible utilization in optoelectronics applications [2-5]. The emission wavelength of light from porous layer can be simply changed by varying the sample porosity. Usually, PS is fabricated by electrochemical etching of silicon wafer in HF acid that gives broad PL band characteristic of a large nanocrystalline size distribution. Photochemical etching [6-12] with laser provides an alternative method to produce and control the size and emission characteristics of PS.

The photoluminescence from silicon nanocrystals is usually attributed to the electron confinement in low-dimension. The electron confinement in nanometer size crystallites leads to a blue shift of the band gap. In silicon, the size reduction moves the fundamental band gap from infrared region to the visible region. Furthermore, the nature of the band gap transform from indirect to direct with a consequent change in the PL efficiency and radiative lifetime. However, the confinement effect alone does not explain the broad PL spectrum, which typically exhibits a large FWHM of rystallite size distribution in the layer. The size of nanocrystallites can be determined by a model proposed by Suemoto et al. [13], assuming that each partile constituting PS contributes a sharp luminescence. Later, Yorikawa and Muramatsu [14,15] introduced effects of the size distriution of nanocrystallites in that model. For a size distribution function $D(R_E)$, the PL intensity $S(E)$at a certain energy an e written as:

$$S(E) = c\,\alpha(E_{exc} - E).D(R).\frac{1}{n}.\frac{R_E^4}{E - E^0_g} \qquad (1)$$

where E^0_g is the gap energy of bulk silicon, R_E is the crystallite radius defined by $R_E=\{\gamma/(E-E^0_g)^{1/n}\}$, E_{exc} is the excitation photon energy, E is the band gap energy for various crystallite sizes, c is constant, α (E) is the absorption coefficient of porous silicon as a function of energy [16] and n=2 for two dimensional quantum confinement (i.e. wire-like structure) [17,18].

The porous layer formation in the anodization technique could be observed by applying a certain current densities below the electropolishing regime [19]. Whereas in laser-induced etching process, the pore formation occurs only at the charge carriers regions [12], which initiate the chemical reaction. This step is followed by charge carriers rearrangement due to the variation of the surface environment. These charge carriers accumulated in the positions where Si atoms are removed causing further chemical reaction [20]. This process reconstructs the surface, the reconstructed surface has microstructures of various shapes and sizes, though columnar microstructures are more preferred

ISSN 1813-2065
Copyright © 2005 ISAREST. All rights reserved
Printed in IRAQ

shapes. It is expected that the microstructure and surface morphology of the photosynthesized PS layer prepared by laser-induced etching depends on various processing parameters such as laser wavelength, irradiation time, laser power density and the substrate orientation and conductivity.

Aim of this paper is to investigate effects of the laser beam parameters on porous silicon produced by laser-induced etching process as well as to control the light emission characteristics of silicon nanocrystallites produced by this process.

2. Experimental Procedure

Commercially available non-polished single crystal n-type 20x10x0.4mm^3 Si wafer of 10Ω.cm electrical resistivity was immersed in HF acid of 40% concentration. The immersed wafer was put on two Teflon plates [18]. Laser etching was done by using different wavelengths from argon-ion and Nd:YAG lasers, Table (1).

Table (1): Specifications of the lasers used in work

Laser	Model	λ (μm)	P (W)	θ_{div} (mrad)	r (mm)
Ar-ion	Spectra-Physics	0.5145 0.488 0.457	5	2	3
Nd:YAG	Coherent-28	1.06	8	2.8	17

The samples were etched for 90 minutes of exposure with the laser after which they were rinsed with ethanol and dried in air [18]. The laser-irradiated area was visible to the naked eye and has a brown-red color. We have studied the PL of the photosynthesized PS prepared by different visible wavelengths from argon-ion laser with a power density less than 0.2W/cm^2 to avoid excessive heating. To study the effect of one laser parameter, we have kept other processing parameters constant.

3. Results and Discussion

The laser wavelength

We have observed a two-peak PL emission from all the PS samples synthesized by visible wavelengths, which indicates existence of two PS layers and corresponding two Gaussian size distributions [21]. Strong PL from these samples was recorded with photon energy of 2.71eV with different peak intensities from samples etched with different wavelengths. Figure (1) displays the PL spectra of PS produced by LIE with different wavelengths. Each PL peak observed from the luminescent layers (dotted lines) is fitted with the quantum confinement model (QCM) (solid lines) with a Gaussian distribution function to estimate the mean value of nanocrystallite sizes. When the wavelength 541.5nm was used for etching, a brown-red spot has been clearly seen by naked eye after the etching process. The mean values of nanocrystallites estimated by fitting the PL spectrum with the quantum confinement model were (26Å) and (23.9) for the (1.85eV) and (1.97eV) PL peaks, respectively, see Table (2). The FWHM of PL spectrum was (340meV) as shown in Fig. (1a). Also we have used 488 nm laser line for etching, where a similar color spot could be seen. The PS layer thickness in this case is less due to the difference in the penetration depths of 514.5nm and 488nm in silicon which are 0.6μm and 0.4μm [22], respectively. The PL emission from this sample is weaker but blue shifted, the PL peak position were (1.96eV) and (2.07eV), and comparatively narrower with FWHM of (320meV), Fig. (1b). The mean crystallite sizes clearly indicate presence of smaller sizes compared with the longer wavelength. Moreover, a blue light (477.9nm) has been used for the LIE process. In this case, the laser power density of 10W/m^2 and irradiation time of 90 minutes was not sufficient to synthesize the PS layer. Therefore, we have increased the power density to 12W/m^2 and irradiation time to 120 minutes. This layer could be distinguished under an optical microscope. The PS layer has very small thickness since the penetration depth of this wavelength is only 0.2μm [22]. The PL intensity of PS prepared by blue light was low although the PL peak position indicates abundance of small nanocrystallite sizes. This is attributed to the low density of smaller nanocrystallites in the PS layer. The FWHM of the PL is (~400meV) as shown in Fig. (1c).

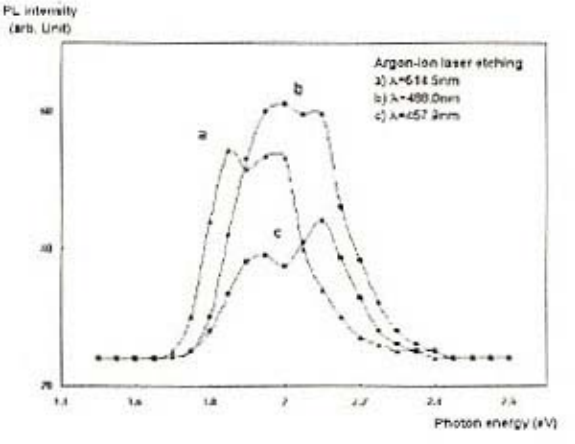


Fig. (1): PL spectra of PS recorded with photon energy 2.70eV. The experimental data (discrete points) are fitted with the QCM (solid lines) (each PL peak was fitted separately)

One step and two steps LIE

Fig. (2) displays a photoluminescence spectra of n-type Si etched with laser light of 12W/m^2 power density for a duration of 90 minutes, a) for a Nd:YAG laser, b) argon-ion laser and c) two-step etching Nd:YAG followed by argon-ion laser. The photon energy of a Nd:YAG laser (1.16eV) is very close to the energy band gap of the bulk silicon (1.12eV), therefore, near resonance absorption occurs when this laser used for photochemical etching. Moreover, this laser (λ=1.06μm) has a penetration depth in silicon wafer greater than 400μm, so that thick porous layer has been formed.

Table (2): Nanocrystallite sizes of PS prepared by different wavelengths and excited by photon energy of 2.71eV

λ (nm)	L_{01} (Å)	L_{02} (Å)	σ_1 (Å)	σ_2 (Å)	PL_1 Peak (eV)	PL_2 Peak (eV)	Total FWHM (meV)
541.5	26.0	24.7	0.7	0.5	1.85	1.97	290
488.0	24.4	23.0	1.0	0.8	1.96	2.06	310
457.9	24.8	22.6	1.1	1.0	1.94	2.09	350

The PL spectrum of the photosynthesized layer produced by a Nd:YAG laser has one distribution function (one peak) Fig. (2a), the mean crystallite size calculated by the quantum confinement model is (23.5Å) and the FWHM is (300meV). Similarly, the penetration depth of the green light of the argon-ion laser (2.41eV), is 0.5μm. The depth of the porous layer in this case will be much less compared to that of Nd:YAG laser whereas, the PL of the samples prepared by this laser shows two distribution functions Fig. (2b) with FWHM of (320meV) and average mean crystallite size is (24Å). Narrow FWHM of the PL (220meV) can be achieved by etching silicon in two step laser etching as given in Table (3).

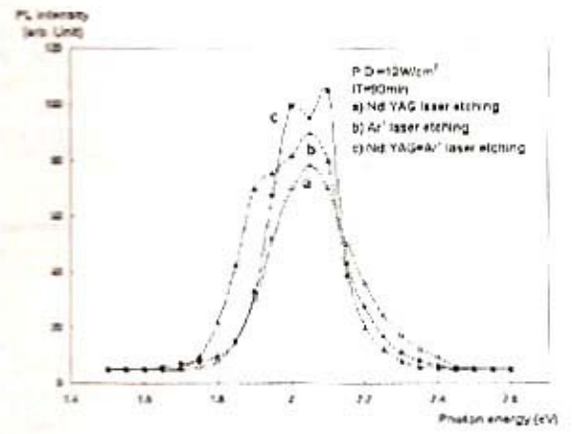


Fig. (2): Comparison of PL spectra for (a) Nd:YAG laser etching, (b) argon-ion laser etching and (c) both Nd:YAG and argon-ion laser subsequent etching. The observed PL spectra (discrete points) are fitted by the quantum confinement model

Since the band gap of PS layer formed by the first cycle etching with Nd:YAG laser has a smaller value than the photon energy of the second cycle, electron-hole pairs would be generated in the PS layer [21] with an argon-ion laser and cause farther etching of the already formed nanocrystallites and consequently further reduction of the size in the top PS layer.

Table (3a): The silicon nanocrystallite sizes estimated by the quantum confinement model

Etching laser	L_{01} (Å)	L_{02} (Å)	σ_1 (Å)	σ_2 (Å)
Argon-ion	23	25	0.4	0.48
Nd:YAG	23.4		0.9	
Ar^++Nd:YAG	23.12	24.6	0.3	0.3

Table (3b): FWHM of PL for different PS samples

Etching laser	FWHM meV	PL_2 (eV)	PL_1 (eV)
Argon-ion	320	2.05	1.93
Nd:YAG	300	2.02	
Ar^++Nd:YAG	220	1.95	1.05

The laser power density: Figs. 3(a-e) shows PL spectra from PS samples prepared using a Nd:YAG laser for a fixed irradiation time (IT) of 90 minutes with varying laser power densities from 8-20 W/cm^2. No PL spectra could be observed for laser power densities less than 8W/cm^2. For a threshold laser power density close to 8W/m, the PL and appears with its peak position at 1.84eV. As the laser power density increase from 8W/cm^2 to 12W/cm^2, the PL peak position shifts from 1.84eV to 2.02eV. As the laser power density is increased from 12W/cm^2 to 20W/cm^2, the PL peak position energy decreases from 2.02eV to 1.9eV. These observations clearly indicate that in addition to a minimum threshold laser power density for the observation of PL from the etched samples, there exists an optimum laser power density for obtaining maximum PL yield from the PS samples.

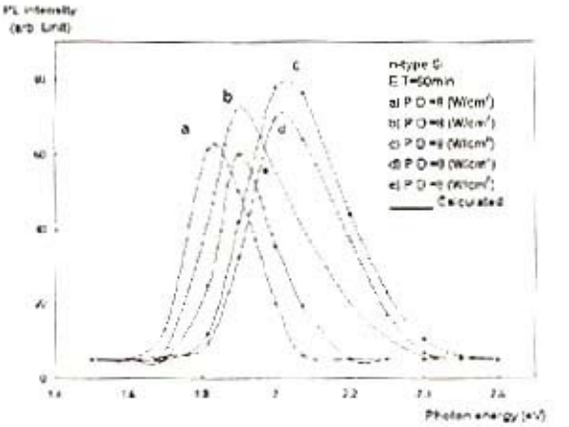


Fig. (3): PL of n-type Si etched with a Nd:YAG laser of various power densities 8, 10, 12, 15 and 20W/cm^2 in a, b, c, d and e respectively. The experimental data (discrete points) are fitted with the quantum confinement model (solid lines)

There is a strong correlation between the etching time and laser power density required for obtaining threshold for PS formation and both taken together determine the PL characteristics and the generated nanocrystallite size distributions. It is found that the minimum power density that required to produce luminescent PS layer for 15 minutes IT was 20W/cm^2. When this value used with 10 minutes IT no PL could be observed. For longer IT (more than 15 minutes), the minimum power density required to produce luminescent PS layer decreased to 8W/cm^2. Accordingly, the PL peak position changes. The minimum PL peak position has been observed in our

experiments was 1.8eV and maximum PL peak position was 2.02eV as given in Table (4).

Table (4): Best PL fitting parameters of used in Eq.(1) to estimate the nanocrystallite sizes of the PS layers prepared with various laser power densities

Power density (W/cm^2)	L_o (Å)	σ (Å)	FWHM (meV)	*PL* Peak position (eV)
8	26.6	0.83	190	1.82
10	25.0	0.94	260	1.94
12	23.4	1.20	300	2.02
15	23.8	1.20	300	1.98
20	24.0	0.90	280	1.96

The laser intensity profile

The photosynthesized PS layer produced by laser etching has a circular shape with a diameter either close to or less than the laser beam diameter depending on the various laser processing parameters like laser power density, irradiation time and the laser wavelength. Therefore, when we probed the PS center, the PL intensity of high-energy peak (PL_2) was larger that the low-energy peak (PL_1) which indicates that number of smaller nanocrystallites at the PS center more than the larger sizes. As we move away from the center, number of smaller nanocrystallites decreases (Fig. 4(b, c)), while number of larger nanocrystallites dominate the PL emission when we probe near the edge region, Fig. 4. The estimated mean crystallite sizes for different location were calculated by the quantum confinement model and given in Table (5).

Table (5): The fitting parameters of PL emission of n-type Si prepared with an argon-ion laser and recorded at different radial positions

Probing position (μm)	*PL* measurements				
	L_{o1} (Å)	L_{o2} (Å)	PL_1 (eV)	PL_2 (eV)	$FWHM_1$ /$FWHM_2$
Center	24.8	23.0	1.93	2.05	1.20
+100	25.0	23.1	1.92	2.05	1.40
+200	25.2	23.2	1.91	2.04	1.52
Near edge	25.5	23.3	1.89	2.02	1.58

The smaller mean nanocrystallite size at the spot center was (24.8Å) and the larger mean nanocrystallite size (23Å), while the smaller and larger mean nanocrystallite size near the spot edge were (25.5Å) and (23.3Å) respectively. The spatial distribution of nanocrystallite sizes in PS layer could be related to the Gaussian distribution of laser intensity profile. Sine the intensity at beam entrance is very high, it is expected that number of photogenerated e-h pair is very large compared with those at beam wing, where intensity is exponentially decreases. This leads to further etching at entrance and consequently smaller nanocrystallite sizes.

Fig. 5 shows the relative PL intensity of the larger nanocrystallite to the smaller nanocrystallites as I_1/I_2 as a function of the radial distance from the PS enter. The relative intensity ratio indicates that the number of smaller nanocrystallite is more at the PS center while larger nanocrystallites dominates the spot edge. Also, we found that the PL FWHM ratio of the two peaks is in consistence with the PL intensity ratio and minimum FWHM ratio was obtained at the PS center while no considerable variation in the ratio for the nanocrystallites near the edge has been observed.

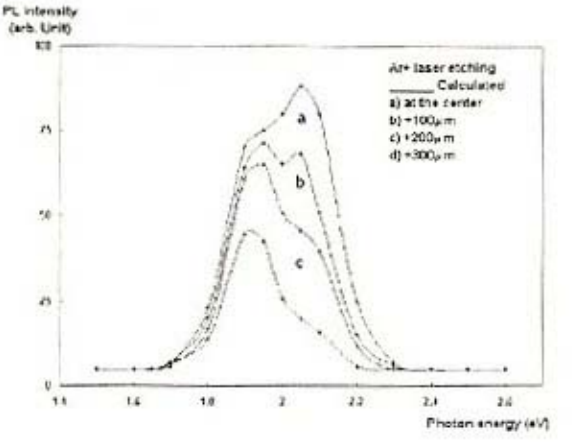


Fig. (4): PL emission of the photosynthesized layers prepared by an argon-ion laser (2.41eV) and recorded at different radial positions a) at the entrance, b) +100μm, +200μm, c) +300μm and d) near the edge. Each PL peak was fitted with the quantum confinement model and the overall PL spectra were fitted with convolutions of individual peaks

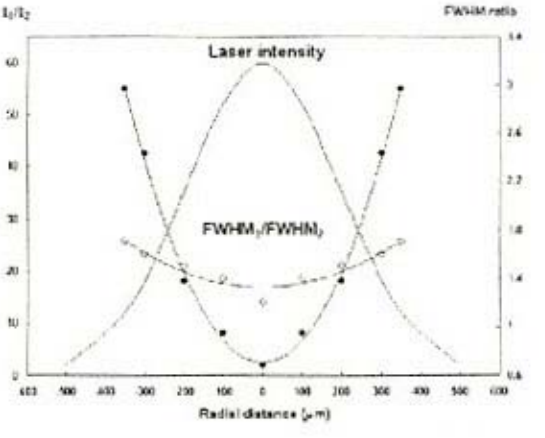


Fig. (5): The ratio of PL intensity I_1/I_2 at different radial positions and the laser intensity profile, which represented by the Gaussian distribution

4. Conclusions

Photoluminescence peak position and FWHM of the photochemically synthesized porous silicon layer by laser-induced etching process affected significantly by the laser wavelength. Nanocrystallite sizes of the photosynthesized layer can be controlled by selecting suitable laser wavelength and two-stage laser etching process could be used to produce luminescent nanocrystallite with narrow size distribution, when

photons energy is higher than the end gap energy of the porous layer. We found that there is an optimum laser power density to achieve smaller nanocrystallite sizes. The threshold irradiation time for this process was ten minutes. Our results demonstrate a novel way to control the crystallite sizes and the peak position of the PL spectra. Smaller sizes are abundant at the porous layer center while larger nanocrystallite predominantly distributed near the edge.

References

[1] L. T. Canham, *Appl. Phys. Lett.*, 57, 1046 (1990).
[2] D. Buttard et al., *J. Appl. Phys.*, 83, 5814 (1998).
[3] V. S. Lin et al., *Sience*, 278, 840 (1997).
[4] L. T. Canham et al., *Appl. Sur. Sci.*, 102, 426 (1996).
[5] Y-A. Chen et al., *Solid State Commun.*, 41, 757 (1997).
[6] N. Noguchi and I. Suemune, *Appl. Phys. Lett.*, 62, 1429 (1993).
[7] L. Ngan, K. C. Lee and K. W. Cheah, *J. Appl. Phys.*, 83, 1637 (1998).
[8] K. W. Cheah and C. H. Choy, *Solid State Commun.*, 91, 795 (1994).
[9] K. Kolasinski et al., *J. Appl. Phys.*, 88, 2472 (2000).
[10] N. Yamamoto, A. Sumiya and H. Takai, *Mat. Sci. Eng.*, B 69-70, 205 (2000).
[11] N. Yamamoto and H. Takai, *Japn J. Appl. Phys.*, Pt. 138, 5706 (1999).
[12] A. Stavovoitov and S. Bayliss, *Appl. Phys. Lett.*, 73, 1284 (1998).
[13] T. Suemoto et al., *Phys. Rev. Lett.*, 70, 3659 (1993).
[14] H. Yorikawa and S. Muramatsu, *Appl. Phys. Lett.*, 71, 644)(1997).
[15] H. Yorikawa and S. Muramatsu, *Appl. Phys. Lett.*, 84, 3354 (1998).
[16] A. J. Read et al., *Phys. Rev. Lett.*, 69, 1232 (1992).
[17] A. Cullis, L. Canham and P. Cacott, *J. Appl. Phys.*, 82, 909 (1997).
[18] B.G. Rasheed et al., *Mat. Sci. Eng.*, B79, 71 (2001).
[19] V. Lehnmann, *Thin Solid Films*, 225, 1 (1995).
[20] V. Lehmann and U. Gosele, *Appl. Phys. Lett.*, 58, 856 (1991).
[21] H.S. Mavi et al., *Thin Solid Films*, 397, 125 (2001).
[22] D. Aspnes and A. Studna, *Phys. Rev. B.*, 27, 985 (1983).

This article was reviewed at Laser Research Unit, University of Technology, Baghdad 35010, Iraq

خصائص الانبعاث الضوئي المحكوم بالليزر لبلورات السيليكون فائقة الدقة المنتجة بالتنميش المحتث بالليزر

في هذا البحث، جرى توظيف اطوال موجية لليزرات مختلفة لغرض الحصول على بلورات فائقة الدقة (Nanocrystallites) من السيليكون المضيء بوساطة عملية التنميش المحتثة بالليزر. هذه البلورات فائقة الدقة (Nanocrystallites) تظهر انبعاث ضوئي شديد في المنطقة المرئية ويمكن التحكم بالانبعاث الضوئي للطبقة المسامية من التركيب بشكل كاف من خلال معاملات المعالجة بالليزر. تم الحصول على تقديرات لاحجام البلورات فائقة الدقة (Nanocrystallites) من خلال نموذج حصر كمي في بعدين مطور لسيليكون مسامي ذي تركيب إبري.

[16] Parker, C., **"Photo-luminescence of Solution"**, (1968), 125.

[17] Busselle, F., Haig, N. and Lewis, C., *Chem. Phys. Lett.*, 88, 330-333 (1984).

[18] Alfano, R., Shapiro, S. and Yu, W., *Opt. Commun.*, 7(3), 191-192 (1973).

[19] Kubin, R. and Fletcher, A., *J. of Luminescence*, 27, 455-462 (1982).

[20] Karstens, T. and Kobs, K., *J. Phys. Chem.*, 84(14), 1871-1872 (1980).

[10] Brauer, H. and Schmidt, R., *Chem. Phys. Lett.*, 100(5), 214-217 (1983).

[11] Liphardt, B., Liphardt, B. and Luttke, W., *Opt. Commun.*, 38(3), 207 (1981).

[12] Merkel, P. and Kearns D., *J. Am. Chem. Soc.*, 94(3), 1029-1030 (1972).

[13] Rahn, M., King, T., Gorman, A. and Hamblett, I., *Appl. Opt.*, 36(24), 5871 (1997).

[14] Ahmad, M., Rahn, M. and King, T., *Appl. Opt.*, 38(30), 6337-6342 (1999).

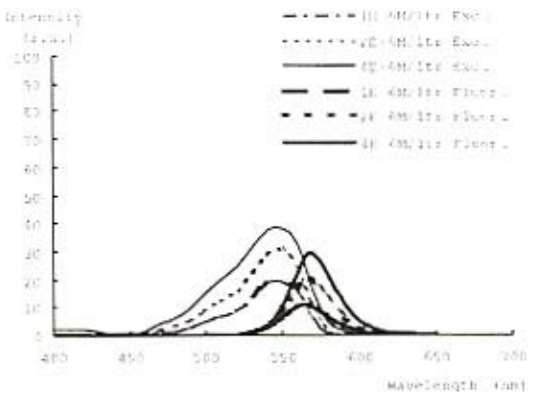
[15] Watkins, A., *Chem. Phys. Lett.*, 65(2), 380-384 (1979).

جرى تقويم هذه المقالة من قبل مقومين في وحدة أبحاث الليزر وقسم هندسة الليزر والبصريات الإلكترونية / الجامعة التكنولوجية ، بغداد ، العراق

Effect of Oxygen Quencher on Absorption and Fluorescence Spectra of Rhodamine-6G and Rhodamine-B Dyes in Ethanol Solvent

In this work, absorption and fluorescence spectra of R6G and RB laser dyes were studied. Different concentrations of (1-4)x10^{-6}mole/liter were used to solve these dyes in an organic solvent such as ethanol. Absorption spectrum of $n\rightarrow\pi^*$ transition was determined as well as fluorescence spectrum in presence and absence of O_2. It was observed that presence of O_2 did not affect absorption spectra of both dyes because it has no absorption in the range studied. On the other side, intensity of fluorescence increased as O_2 was removed from solvent in both cases of ethanol. Presence of O_2 affects fluorescence quantum efficiency (Φ_F) and lifetime (τ_F) due to collision with dye molecules. Finally, it was declared that the effect of O_2 decreases as the concentration does. This may be attributed to the decrease in collision probability between O_2 and dye molecules.

نحو الطول الموجي الطويل مع زيادة التركيز كما نلاحظ زيادة عرض الحزمة مع زيادة التركيز أيضاً. ونلاحظ زيادة الشدة النسبية للامتصاص مع زيادة التركيز وهذا يتفق مع قانون بير - لامبرت. ويوضح الشكل أيضاً أطياف الفلورة للرودامين RB في الإيثانول فعند التركيز ($1x10^{-6}$Mole/liter) نرى أن قمة المنحنى تكون عند الطول الموجي (566nm) فيما تكون عند الطول الموجي (567nm) عند التركيز ($2x10^{-6}$Mole/liter) و تكون عند الطول الموجي (568nm) عند زيادة التركيز إلى ($4x10^{-6}$Mole/liter) ونلاحظ الإزاحة نحو الأطوال الموجية الطويلة مع زيادة التركيز. نلاحظ مقدار التداخل بين طيفي الامتصاص والفلورة يزداد مع زيادة التركيز، الذي يمكن أن يؤدي إلى الزيادة من عملية كبح الفلورة بسبب الامتصاص الذاتي.



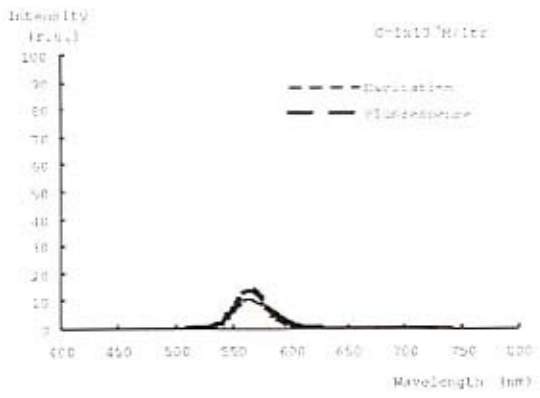
شكل (5) أطياف الامتصاص والفلورة للرودامين B في الايثانول لتراكيز ($1-4)x10^{-6}$Mole/liter

لقد تم دراسة تأثير الأوكسجين على طيف الفلورة عند التركيز ($1x10^{-6}$Mole/liter) كما في الشكل (6) حيث تزداد شدة الفلورة بعد إزالة الأوكسجين بسبب نقصان احتمالية حدوث التصادم وانتقال الطاقة. ويزداد هذا التأثير مع زيادة التركيز لزيادة احتمالية التصادم بين جزيئات الأوكسجين وجزيئات الصبغة وزيادة زمن عمر الفلورة مع زيادة التركيز كما في الشكلين (7) و (8) حيث يمثل الشكلان أطياف الفلورة للرودامين RB في الإيثانول عند التراكيز ($2x10^{-6}$Mol/liter) و ($4x10^{-6}$Mol/liter) على التوالي. الجدول (3) يوضح قيم الكفاءة الكمية وزمن عمر الفلورة للرودامين RB في الايثانول عند التراكيز $^{-6}$Mol/liter x10(1-4) بوجود وعدم وجود الأوكسجين، ونلاحظ زيادة زمن عمر الفلورة مما يؤدي إلى زيادة شدة الفلورة وبالتالي زيادة الكفاءة الكمية بعد إزالة الأوكسجين، ونلاحظ إن تأثير الأوكسجين يزداد مع زيادة التركيز بسبب زيادة نسبة التصادمات بين جزيئات الأوكسجين وجزيئات الصبغة.

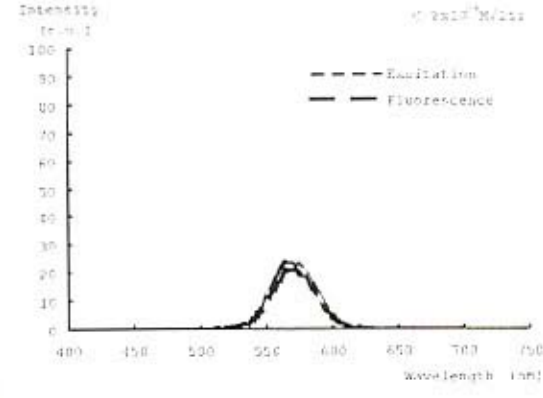
تتوافق قيم الكفاءة الكمية التي تم الحصول عليها للرودامين RB في الايثانول للنتائج التي حصل عليها كل من Fletcher و Kubin [19] وكذلك كل من Kobs و Karstens [20].

٤- الاستنتاجات

في هذا البحث تم دراسة طيف الامتصاص والفلورة لبعض صبغات الليزر وهي الرودامين 6G (R6G) والرودامين RB في مذيب الايثانول وبتراكيز مختلفة $^{-6}$Mole/liter x10(1-4) إذ تم قياس أطياف الامتصاص الناتجة للانتقال $\pi^* \leftarrow n$ وأطياف الفلورة بوجود وعدم وجود الأوكسجين ولوحظ أن وجود الأوكسجين لا يؤثر على أطياف الامتصاص لكلتا الصبغتين لعدم امتلاكه أي امتصاصية في المدى المدروس، ولكنه يؤثر على أطياف الفلورة، فبعد إزالة الأوكسجين من محاليل الصبغات للحصول على طيف فلورة ذي شدة عالية، لوحظ أن الشدة تزداد بعد إزالة الأوكسجين ولكلتا الصبغتين وأن الأوكسجين يؤثر على الكفاءة الكمية (Φ_F) للفلورة وزمن العمر (τ_F) بسبب التصادم بينه وبين جزيئات الصبغة وإن إزالته تسبب زيادة في الكفاءة الكمية للفلورة وزمن عمرها. أما تأثير التركيز فقد لوحظ أن تأثير الأوكسجين ينخفض مع انخفاض التركيز بسبب انخفاض احتمالية التصادم بين جزيئات الأوكسجين وجزيئات الصبغة.



شكل (6) طيف الفلورة للرودامين B عند تركيز ($1x10^{-6}$Mole/liter) في حالة وجود وعدم وجود الأوكسجين



شكل (7) طيف الفلورة للرودامين B عند تركيز ($2x10^{-6}$Mole/liter) في حالة وجود وعدم وجود الأوكسجين

المصادر

[1] Khan, A., *J. Phys. Chem.*, Vol 80, No.20, pp.2219-2228, 1976.

[٢] "الطيف" ، د. ليلى محمد نجيب سليم ، مطبعة ثانية ومنقحة، ١٩٩٩.

[٣] "الكيمياء الفيزياوية" ، د. علي عبد الحسين و د. صفاء صالح العمر، الطبعة الاولى ، ١٩٨٦.

[4] Darmanyan, A., *Chem. Phys. Lett.*, 86(4), 405-410 (1982).

[5] Drews, W., Schmidt, R. and Brauer, H., *Chem. Phys. Lett.*, 100(5), 210-214 (1983).

[6] Gurinovich, G. and Salokhiddinov, K., *Chem. Phys. Lett.*, 85(1), 9-11 (1982).

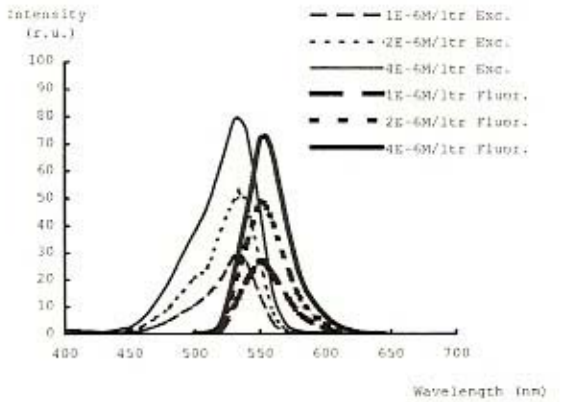
[7] Gorman, A. and Rodgers, M., *Chem. Phys. Lett.*, 120(1), 58-62 (1985).

[8] Darmanyan, A., *Chem. Phys. Lett.*, 120(1), 1-35 (1985)

[9] Birks, J., "**Organic Molecular Photophysics**", Part 2 (1975), 545-557.

للشدة النسبية للامتصاص عند تركيز مقداره ($4x10^{-6}$Mole/liter) وتبدأ بالنقصان مع نقصان التركيز لتصل إلى أدنى قيمة عند تركيز مقداره ($1x10^{-6}$Mole/liter) ويتفق هذا مع قانون بير-لامبرت. ونلاحظ عدم تأثير الأوكسجين على أطياف الامتصاص التابعة للانتقال $\pi^* \rightarrow n$ من (400-600)nm للرودامين R6G في الايثانول وعند التراكيز ما بين ($1-4)x10^{-6}$Mole/liter بسبب عدم امتلاك الأوكسجين امتصاصاً في هذا المدى من الطيف الكهرومغناطيسي. ونلاحظ زيادة المدى الطيفي للامتصاص مع زيادة التركيز.

نلاحظ من أطياف الفلورة أنه عند التركيز ($1x10^{-6}$Mole/liter) تكون قمة الفلورة عند الطول الموجي (550nm) وتصبح عند الطول الموجي (551nm) عند زيادة التركيز إلى ($2x10^{-6}$Mole/liter)، وتزاح نحو الطول الموجي (552nm) عند التركيز ($4x10^{-6}$Mole/liter) أي تحصل إزاحة نحو الطول الموجي الأطول (إزاحة حمراء) مع زيادة التركيز ونلاحظ زيادة الشدة النسبية للفلورة مع زيادة التركيز والشكل (1) يبين أطياف الامتصاص والفلورة للرودامين R6G في الايثانول للتراكيز ($1-4)x10^{-5}$Mole/liter بوجود الأوكسجين وواضح إن مقدار الشدة النسبية والتداخل بين أطياف الامتصاص والفلورة يزداد مع زيادة التركيز، الذي يسبب زيادة في نسبة الامتصاص الذاتي.

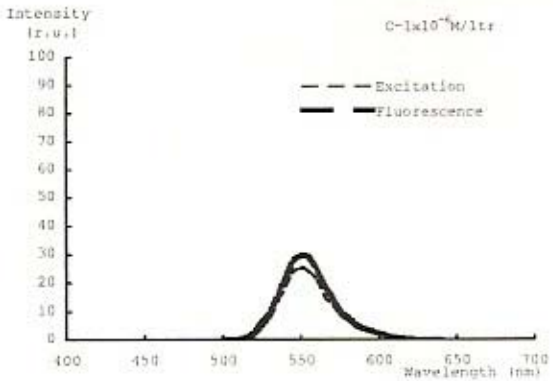


شكل (1) أطيـــاف الامتصاص والفلـــــورة للرودامين 6G في الايثانول لتراكيز ($1-4)x10^{-4}$Mole/liter بوجود الأوكسجين

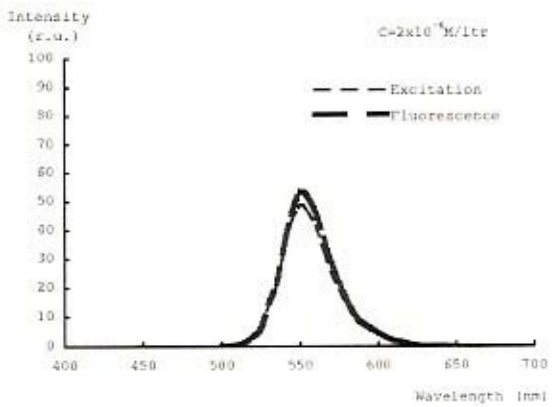
لأجل دراسة تأثير وجود الأوكسجين على طيف الفلورة، فإن الشكل (2) يبين طيف الفلورة عند تركيز ($1x10^{-6}$Mole/liter) في حالة وجود وعدم وجود الأوكسجين ونلاحظ زيادة شدة الفلورة بعد إزالة الأوكسجين من المحلول وسبب ذلك يعود إلى إن وجود الأوكسجين في المحلول يزيد من نسبة العمليات غير الإشعاعية مثل العبور البيني والتحول الداخلي عن طريق التصادم بين جزيئات الأوكسجين وجزيئات الصبغة ولا يسبب الأوكسجين أي زحزحة لقمة الفلورة في حين أن هناك زيادة في المدى الطيفي وبشكل بسيط. أما الشكل (3) فيوضح طيف الفلورة لصبغة الرودامين 6G عند تركيز ($2x10^{-6}$Mole/liter) في الايثانول في حالة وجود وعدم وجود الأوكسجين، ونلاحظ أن تأثير الأوكسجين يزداد نوعاً ما عما هو عليه الحال في حالة تركيز مقداره ($1x10^{-6}$Mole/liter) ويكون هذا التأثير أكثر وضوحاً في حالة التركيز ($4x10^{-6}$Mole/liter) وسبب ذلك إن زيادة التركيز تعني زيادة عدد الجزيئات ويسبب زيادة في احتمالية التصادم بين جزيئات الأوكسجين وجزيئات الصبغة حيث تقل المسافة لذا نلاحظ إن الفرق في طيف الفلورة عند وجود وعدم وجود الأوكسجين يكون أكثر وضوحاً عند التركيز الأعلى وكما في الشكل (4).

لقد تم حساب الكفاءة الكمية للفلورة وزمن عمرها لصبغة R6G في الايثانول الموضحة في الجدول (2) في حالة وجود الاوكسجين وعدم وجود الاوكسجين وتتوافق هذه النتائج مع نتائج الباحث Alfano وجماعته [18]، ويظهر تأثير الاوكسجين بشكل واضح على الكفاءة الكمية وزمن العمر ويزداد هذا التأثير مع زيادة التركيز بسبب زيادة عدد التصادمات كما نلاحظ زيادة في المدى الطيفي للفلورة مع زيادة التركيز.

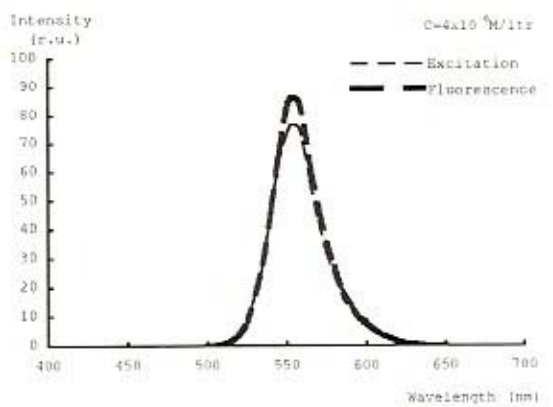
يوضح الشكل (5) أطيـــاف الامتصاص والفلورة لصبغة RB في الايثانول، فعند التركيز $1x10^{-6}$Mole/liter تظهر قمة الامتصاص للرودامين RB في الايثانول عند الطول الموجي (547nm) وتـزاح نحو الطـول الموجي (548nm) عنـد التركيز ($2x10^{-6}$Mole/liter) وتزداد الإزاحة عنـد التركيـز ($4x10^{-6}$Mole/liter) لتصبح عند الطول الموجي (549nm) حيث تزداد الشدة النسبية للامتصاص مع زيادة التركيز كذلك نلاحظ زيادة في المدى الطيفي للامتصاص مع زيادة التركيز.



شكل (2) طيف الفلورة للرودامين 6G عند تركيز ($1x10^{-6}$Mole/liter) في حالة وجود وعدم وجود الأوكسجين



شكل (3) طيف الفلورة للرودامين 6G عند تركيز ($2x10^{-6}$Mole/liter) في الايثانول في حالة وجود وعدم وجود الأوكسجين



شكل (4) طيف الفلورة للرودامين 6G في حالة وجود وعدم وجود الأوكسجين عند تركيز ($4x10^{-6}$Mole/liter) في الايثانول

ويُظهـر الرودامين RB في الايـثانول نفس السلوك بالنسبة للرودامين R6G في الايـثانول من حيث إزاحة طيف الامتصاص

الأوكسجين إلا إن طبيعة التفاعلات تبقى غير واضحة. التجارب تظهر زيادة في الحالات الثلاثية (T) تحصل من كبح الحالات الأحادية الواطئة (S_1) من الجزيئات بوساطة الأوكسجين. يمكن توضيح عملية كبح الحالات الأحادية المتهيجة بواسطة الأوكسجين عن طريق العمليات [4-3]:

$$S_1 + {}^3O_2 \rightarrow T_1 + {}^1O_2 \quad (7a)$$
$$\rightarrow T_1 + {}^3O_2 \quad (7b)$$
$$\rightarrow S_0 + {}^1O_2 \quad (7c)$$
$$\rightarrow S_0 + {}^3O_2 \quad (7d)$$

إن وجود الأوكسجين في المحاليل المتفلورة وكما موضح في العمليات في أعلاه يؤدي إلى زيادة عملية العبور البيني كما في العمليتين (a) و(b) أو زيادة عملية التحويل الداخلي كما في العمليتين (c) و (d) أي انه يؤدي إلى زيادة العمليات غير الإشعاعية وبالتالي يؤدي إلى نقصان الكفاءة الكمية للفلورة وحسب المعادلة [5]:

$$\Phi_F + \Phi_{IC} + \Phi_{ISC} = 1 \quad (8)$$

إن تشكيل الأوكسجين الأحادي $[{}^1O_2]$ من الممكن أن ينتج من تبادل انتقال الطاقة كما استنتج الباحثان Stevens و Ors [6] بأن تشكيل الأوكسجين الأحادي يمكن أن ينتج من خلال كبح الفلورة [8-7].

أما كبح المستويات الثلاثية فيمكن توضيحها بالعمليات المسموحة الآتية [10-9][4-3]:

$$T_1 + {}^3O_2 \rightarrow S_0 + {}^1O_2 \quad (9a)$$
$$\rightarrow S_0 + {}^3O_2 \quad (9b)$$

يؤدي الأوكسجين إلى زيادة عملية العبور البيني من الحالة الثلاثية المتهيجة إلى المستوى الأرضي S_0 في التراكيز العالية يزداد تأثير الأوكسجين وذلك بسبب نقصان المسافة البينية بين جزيئات الأوكسجين وجزيئات الصبغة المتهيجة بسبب زيادة عدد هذه الجزيئات (زيادة التركيز) مما يؤدي إلى زيادة احتمالية التصادم [11]. تؤثر المذيبات على زمن عمر الحالة الأحادية للأوكسجين، ولذا فان هذا التأثير يؤدي إلى التغير من كبح الأوكسجين في المذيبات [12] وأي زيادة في زمن عمر الأوكسجين الأحادي تؤدي إلى التعجيل من عملية الاضمحلال الضوئي، كما إن المذيبات تختلف في قابلية إذابتها للأوكسجين وهذا الاختلاف يؤدي إلى اختلاف كبح الأوكسجين من مذيب لآخر [14-13].

هناك عملية إضافية لما تم ذكره من عمليات الكبح وهي عملية انتقال الشحنة بين الجزيئة المتهيجة وجزيئة الأوكسجين وتزداد هذه العملية بازدياد قطبية المذيب [15][9]، أما ميكانيكية إزالة الأوكسجين فتتم عن طريق:

١- تمرير غاز النتروجين في المحلول لمدة (٢-٣) دقائق.

٢- التجميد والإذابة والتفريغ الدوري للتخلص من الأوكسجين المذاب.

يتم حساب الكفاءة الكمية إما بمقارنة معدل انبعاث الفلورة إلى معدل امتصاص الضوء المهيج عند كل الأطوال الموجية وهي ما تعرف بالكفاءة الكمية المطلقة، أو تحديدها نسبة إلى مادة أخرى ذات كفاءة كمية معلومة تعرف بالمادة القياسية وتعرف بالكفاءة الكمية النسبية للفلورة وتكون المادة القياسية والمجهولة عند الشروط نفسها مثل درجة الحرارة، وشدة الضوء المهيج. إن المعدل الكلي للفلورة يتناسب مع حاصل ضرب $(I_0 \varepsilon C l \Phi_F)$ وتكامل المساحة تحت المنحني لطيف الفلورة المصحح (Area) يتناسب أيضاً مع المعدل الكلي لانبعاث الفلورة ولهذا إذا كانت أطياف الفلورة مقاسه بنفس المذيب وعند نفس شدة الضوء المهيج فان النسبة بين شدة الفلورة المقاس تعطى بالعلاقة الآتية:

$$\frac{Area\ 2}{Area\ 1} = \frac{I_0 \varepsilon_2 C_2 l (\Phi_F)_2}{I_0 \varepsilon_1 C_1 l (\Phi_F)_1} = \frac{(\Phi_F)_2}{(\Phi_F)_1} \cdot \frac{Optical\ de\ nsity\ 2}{Optical\ de\ nsity\ 1} \quad (10)$$

وإذا كانت الكفاءة الكمية المطلقة $(\Phi_F)_1$ لأحد المواد معلومة(المادة القياسية) فان الكفاءة الكمية للمادة الثانية يمكن حسابها بسهولة [16].

حيث ١ و ٢ تمثل رمز المادة القياسية والمجهولة على التوالي، و Φ_F هي الكفاءة الكمية للفلورة، و ε معامل الإخماد المولاري عند الطول الموجي المهيج ، l طول الخلية، و C التركيز (Mole/liter)، و I_0 شدة الضوء المهيج.

ولذلك فانه عند قياس الكفاءة الكمية في مذيبين مختلفين وعند نفس التركيز ونفس الخلية المستخدمة في القياس تصبح العلاقة بالشكل الآتي:

$$(\Phi_F)_2 = (\Phi_F)_1 \frac{Area\ 2}{Area\ 1} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{n_2^2}{n_1^2} \quad (11)$$

أما معامل الانكسار فقد تم إدخاله كمعامل تصحيح في حالة إستخدام مذيبات مختلفة [17] أما شدة الضوء المهيج I_0 فتم مساواتها بالنسبة للمركب القياسي والمجهول عن طريق التهييج بنفس الطول الموجي لأن المصباح يعطي شدة مختلفة عند كل طول موجي مهيج وقد تم استخدام المعادلة (11) لحساب الكفاءة الكمية في هذا البحث.

٢- الجانب العملي

تم استخدام مطياف ثنائي الحزمة نوع (PYE-UNICAM-SP800/UV-Spectrometer) لقياس أطياف الامتصاص للصبغات المستخدمة وهو يحتوي على مصباحين الاول هو مصباح الديتريوم (Deuterium-Lamp) ويغطي المنطقة فوق البنفسجية (UV) من الطيف، أما المصباح الثاني فهو مصباح التنكستن الذي يغطي المنطقة المرئية (Visible) لذلك فان المدى الطيفي للجهاز يغطي المنطقة فوق البنفسجية والمرئية عن طريق استخدام المصباحين. أستخدم جهاز لقياس طيف الفلورة نوع (SHIMADZU Spectrofluorophotometer RF-540) والذي يحتوي على مصباح الزينون ذي قدرة (150W) والذي يغطي المنطقتين فوق البنفسجية والمرئية nm(700-200) من الطيف الكهرومغناطيسي. جرى قياس معامل الانكسار لمحاليل الصبغات المستخدمة باستخدام جهاز قياس معامل الانكسار نوع (ABBE60-Refractometer) والمجهز من شركة (Bellingham & Stanley Ltd.) والجدول (1) يبين قيم معامل الانكسار المقاسة لمحاليل الصبغات المستخدمة.

جدول (1) قيم معامل الانكسار لمحاليل صبغتي R6G و RB عند تراكيز مختلفة

الصبغة (Dye)	المذيب (Solvent)	معامل الانكسار (n)		
		1×10^{-6} Mole/liter	2×10^{-6} Mole/liter	4×10^{-6} Mole/liter
R6G	Ethanol	1.3553	1.3589	1.3608
RB	Ethanol	1.3559	1.3576	1.3606

جدول (2) قيم الكفاءة الكمية وزمن عمر الفلورة للرودامين R6G في الإيثانول لتراكيز $(1-4)\times10^{-6}$Mole/liter بوجود وعدم وجود الأوكسجين

Fluorescence Quantum Efficiency and Lifetime
Dye: R6G $\lambda_{exit.}$= 525nm
Solvent : Ethanol At room temperature

C (Mole/liter)	Φ_F with oxygen	Φ_F without oxygen	τ_F (ns) with oxygen	τ_F (ns) without oxygen
1×10^{-6}	0.86	0.95	2.82	3.21
2×10^{-6}	0.85	0.95	2.77	3.10
4×10^{-6}	0.84	0.95	2.72	3

جدول (3) قيم الكفاءة الكمية وزمن عمر الفلورة للرودامين RB في الايثانول لتراكيز $(1-4)\times10^{-6}$Mole/liter بوجود وعدم وجود الأوكسجين

Fluorescence Quantum Efficiency and Lifetime
Dye: RB $\lambda_{exit.}$= 525 nm
Solvent: Ethanol At room temperatur e

C (Mole/liter)	Φ_F with oxygen	Φ_F without oxygen	τ_F(ns) with oxygen	τ_F(ns) without oxygen
1×10^{-6}	0.57	0.64	1.12	1.22
2×10^{-6}	0.52	0.60	1.10	1.20
4×10^{-6}	0.49	0.58	1.09	1.17

٣- النتائج والمناقشة

يبين طيف الامتصاص لصبغة الرودامين R6G في الايثانول عند التركيز $(1\times10^{-6}$Mole/liter) وجود امتصاص قوي عند الطول الموجي (532nm) ونلاحظ إن زيادة التركيز تؤدي إلى إزاحة طيف الامتصاص نحو الطول الموجي الأطول (إزاحة حمراء) لتصبح عند الطول الموجي (533nm) عند زيادة التركيز إلى $(2\times10^{-6}$Mole/liter) وتزداد هذه الإزاحة لتصبح عند الطول الموجي (534nm) عند التركيز $(4\times10^{-6}$Mole/liter)، وتكون أعظم قيمة

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS
المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية ، المجلد ١ ، العدد ١ ، ٢٠٠٥ ، ١٥-١٩

تأثير الكبح للأوكسجين على أطياف الامتصاص والفلورة لصبغتي الرودامين R6G والرودامين RB في مذيب الإيثانول

هيثم مولود مخلف
محمد تقي حسين
صبري جاسم لفتة

قسم الفيزياء
كلية العلوم
الجامعة المستنصرية
بغداد – العراق

الخلاصة

في هذا البحث، أجريت دراسة لطيف الامتصاص والفلورة لصبغتي الليزر الرودامين 6G والرودامين B في مذيب الايثانول وبتراكيز مختلفة ($1-4)x10^{-6}$Mole/liter إذ تم قياس أطياف الامتصاص التابعة للانتقال $n \rightarrow \pi^*$ وأطياف الفلورة بوجود وعدم وجود الأوكسجين ولوحظ أن وجود الأوكسجين لا يؤثر على أطياف الامتصاص لكلتا الصبغتين لعدم امتلاكه أي امتصاصية في المدى المدروس، ولكنه يؤثر على أطياف الفلورة، فبعد إزالة الأوكسجين من محاليل الصبغات للحصول على طيف فلورة ذو شدة عالية لوحظ ازدياد الشدة بعد إزالة الأوكسجين ولكلتا الصبغتين. يؤثر وجود الأوكسجين على الكفاءة الكمية (Φ_F) للفلورة وزمن عمر الفلورة (τ_F) بسبب التصادم ما بين جزيئات الأوكسجين والصبغة وإن إزالته تسبب زيادة في الكفاءة الكمية للفلورة وزمن عمرها. لوحظ أن تأثير الأوكسجين يقل مع نقصان تركيز الصبغة بسبب انخفاض احتمالية التصادم ما بين جزيئات الأوكسجين وجزيئات الصبغة.

Keywords: *Laser Dyes, Oxygen Quencher, Ethanol Solvent, Fluorescence Quantum Efficiency*

استلام: ٢١ آب ٢٠٠٤ ، تصحيحات: ٢ تشرين الأول ٢٠٠٤ ، قبول: ١٧ تشرين أول ٢٠٠٤

١- المقدمة

تعطي معظم محاليل الصبغة أطياف الامتصاص والفلورة الخاصة بها ما لم تؤثر عليها بعض المؤثرات مثل الشوائب الموجودة في هذه المحاليل ومن هذه الشوائب هو الأوكسجين فإذا احتوى المحلول على تركيز مولاري [O] من الأوكسجين فان التصادم بين الجزيئة الهيدروكاربونية المتهيجة M^* والأوكسجين يؤدي إلى كبح الجزيئة M^* لذا فان الكفاءة الكمية للفلورة تختزل من:

$$\Phi_F^o = \frac{k_F}{k_F + k_{IC} + k_{ISC}} \qquad (1)$$

إلى:

$$\Phi_F = \frac{k_F}{k_F + k_{IC} + k_{ISC} + k_{OM}[O]} \qquad (2)$$

حيث Φ_F^o هي الكفاءة الكمية للفلورة بغياب الأوكسجين، و Φ_F الكفاءة الكمية للفلورة بوجود الأوكسجين، و k_F ثابت معدل البعاث عملية الفلورة، و k_{IC} ثابت معدل حدوث عملية التحول الداخلي، و k_{ISC} ثابت معدل عملية حدوث العبور البيني، و k_{OM} هو ثابت معدل انتقال الطاقة لا إشعاعياً من الجزيئة المتهيجة M^* إلى الأوكسجين.

كما يختزل زمن عمر الفلورة من القيمة τ_F^o إلى:

$$\tau_F = \frac{1}{k_F + k_{IC} + k_{ISC} + k_{OM}[O]} \qquad (3)$$

وباستخدام المعادلة التالية:

$$\frac{1}{\tau_F^o} = k_F + k_{IC} + k_{ISC} \qquad (4)$$

يمكن كتابة المعادلة في أعلاه على النحو الآتي:

$$\tau_F = \frac{\tau_F^o}{1 + \tau_F^o k_{OM}} \qquad (5)$$

والنسبة:

$$\frac{\tau_F}{\Phi_F} = \frac{\tau_F^o}{\Phi_F^o} = \tau_{FM} \qquad (6)$$

حيث τ_F^o زمن عمر الفلورة بغياب الكابح، و τ_F زمن عمر الفلورة بوجود الكابح.

يعد الأوكسجين الموجود في المحاليل أحد الشوائب التصادمية التي تسبب كبح للفلورة حيث يمتلك الأوكسجين حالة ثلاثية أرضية بارا مغناطيسية وواضح لمدى كبير إن الطبيعة الخاصة للأوكسجين تعتمد على وجود مستويين متهيجين أحاديين واطئين [1] ويمتلك الأوكسجين امتصاصية عند الحزم والأطوال الموجية الآتية [2]:

١- امتصاص ضعيف جدا بحزم تقع عند المناطق (759nm) و (765nm) و (687-692)nm.
٢- امتصاص يظهر بالقرب من (245nm).
٣- يصل الطيف في المنطقة (76-195)nm إلى الطيف المستمر وتبدأ الجزيئة بالتفكك.
٤- امتصاص دون الطول الموجي (134nm).
٥- امتصاص عند طول موجي اقصر من (92.3nm).

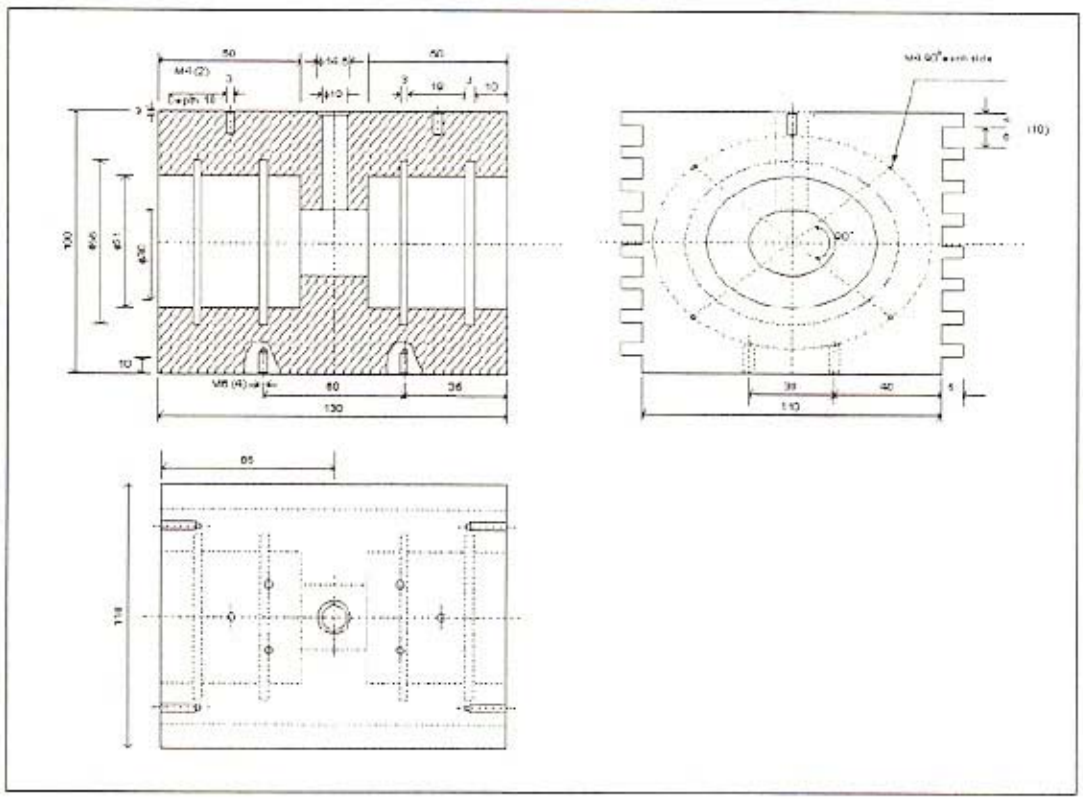
لأجل فهم ردود الفعل الكيميائية-الضوئية بوجود الأوكسجين من المهم دراسة ردود الفعل بين الجزيئات المتهيجة والأوكسجين وبالرغم من الدراسات العديدة التي كرست لتحري كبح الحالات الإلكترونية الجزيئية المتهيجة بوساطة

Copyright © 2005 ISAREST, All rights reserved

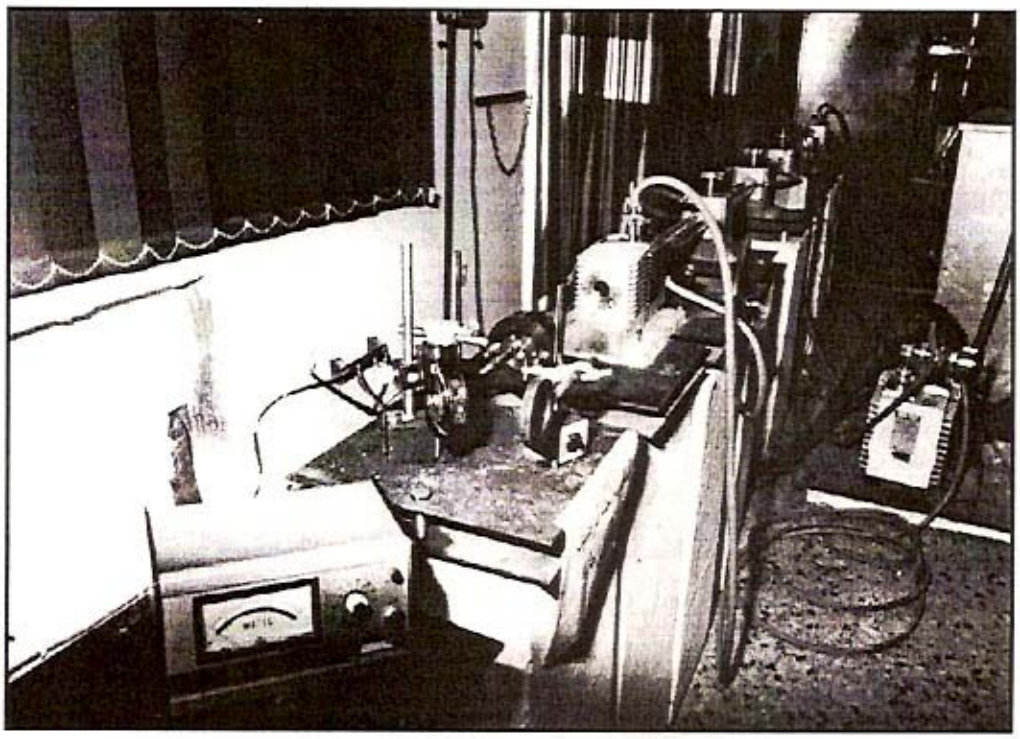
جرى تقويم هذه المقالة من قبل مقومين في وحدة أبحاث الليزر / الجامعة التكنولوجية ، بغداد ، العراق

Design, Construction and Operation of a Multi-Stage Large-Bore CW CO_2 Laser

In this work, a CW CO_2 laser system of five discharge stages was designed, constructed and operated with longitudinal electrical discharge and axial gas flow. The laser system was characterized by measuring output laser power as function of output coupler reflectivity, discharge tube length and cooling water temperature. The maximum output power obtained was 135W for the TEM_{10} mode.

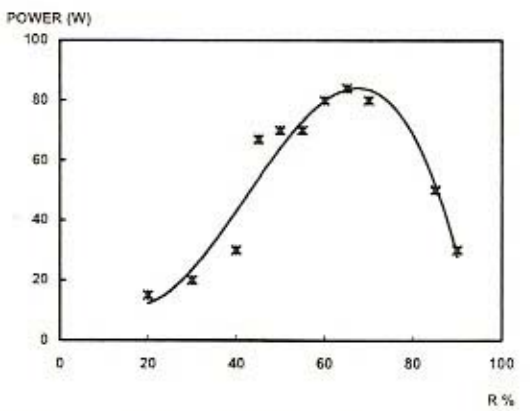


شكل (3) مخطط لقطب التفريغ الكهربائي الوسطي



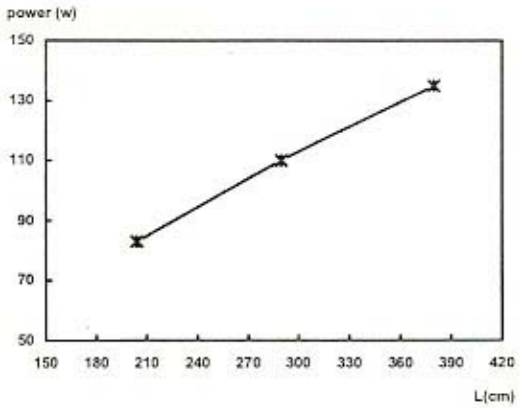
شكل (5) صورة فوتوغرافية لمنظومة الليزر ذات المراحل المتعددة

حيث تمثل R الانعكاسية و L طول المرنان البصري و D قطر منطقة التفريغ.



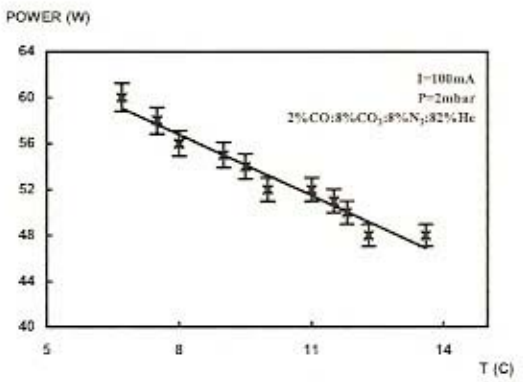
شكل (6) تأثير انعكاسية مرآة الخرج على قدرة الخرج الليزري لخمس مراحل للمنظومة عند T=7.5°C وخليط غازي 10%CO2-6%N2-84%He

إن انخفاض قدرة الخرج الليزري تعزى إلى ضعف أداء منظومة التبريد. كما لاحظنا أن زيادة طول الوسط الفعال أدت إلى زيادة قدرة الخرج الليزري بنسبة (25W/m) إذ حصلنا على أعلى قدرة خرج ليزري (135W) عند النمط (TEM_{10}) وطول وسط فعال (3.8m)، وكما في الشكل (7).



شكل (7) علاقة طول أنبوب التفريغ الكهربائي بقدرة الخرج الليزري

إن مقدار قدرة الخرج الليزري المستحصلة هي أقل مما هو متوقع بسبب ارتفاع درجة حرارة ماء التبريد، والشكل (8) يبين تأثير درجة حرارة سائل التبريد على قدرة الخرج الليزري إذ لاحظنا أن منظومة التبريد لم تتمكن من تبريد منطقة التفريغ الكهربائي بالشكل المطلوب. وهذا يتطلب تصنيع منظومة تبريد بقدرة تبريد أكبر لكي يعمل الليزر بالشكل الأمثل.



شكل (8) علاقة درجة حرارة ماء التبريد بقدرة الخرج الليزري

٤- الاستنتاجات

أدت زيادة طول الوسط الفعال إلى زيادة قدرة الخرج الليزري بشكل خطي. وقد لاحظنا تغير الأنماط المستعرضة للشعاع الخارج بشكل كبير، فعند طول (1.4m) للوسط الفعال لاحظنا أن شعاع الليزر الخارج يعمل بالنمط (TEM_{30}) فيما لاحظنا أن النمط (TEM_{10}) يكون هو النمط العامل في حالة طول (3.8m) للوسط الفعال، ويعزى ذلك إلى التغير الحاصل في عدد فرينيل للمرنان البصري. كذلك لاحظنا أن أفضل أسلوب لتهييج الوسط الفعال هو بتجزئة الوسط الفعال إلى جزأين إذ يتم تقليل فرق الجهد المطلوبة لإحداث التفريغ الكهربائي. تحسن أداء منظومة الليزر عند زيادة عدد فتحات خروج الماء الساخن من منطقة التفريغ الكهربائي.

المصادر

[1] Patel, C. K., Faust, W., and McFarlane, R., *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 9, 500 (1964).

[2] Patel, C. K., Tien, P. K. and McFee, J. H., *Appl. Phys. Lett.*, 7, 11 (1965).

[3] Sobolev, N. and Sokovikov, V., *Sov. Phys. USPEKHI*, 10(2), 153 (1967).

[4] Wood, O. R., *Proc. IEEE*, 62(2), 353 (1974).

[5] Al-Rubaiey, N., Hamadi, O. and Raouf, D., *Iraqi J. Laser A*, 1(1), 1-6 (2002).

[6] Harry, J. and Evans, D., *IEEE J. Quantum Electron.*, 24(3), 503 (1988).

[7] Jirmann, J. and Stanik, K., *Electron Lett.*, 18, 790 (1982).

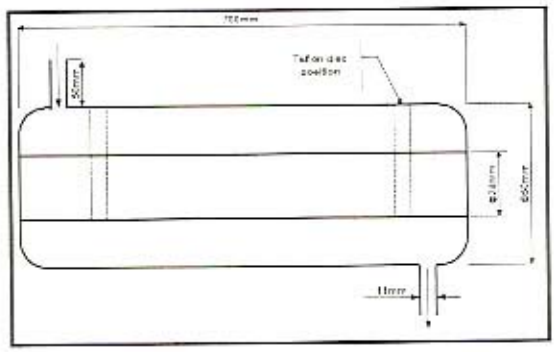
[8] Carbone, R. J., *IEEE J. Quantum Electron.*, 3(9), 373 (1967).

[9] Dyer, P. E. and Raouf, D. N., *Opt. Commun.*, 53(1), 36 (1985).

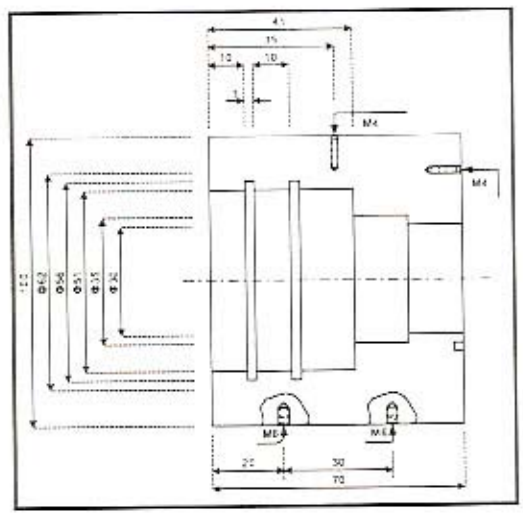
[10] Dyer, P. E. and Raouf, D. N., *Appl. Opt.*, 24, 3512 (1985).

[11] Kingslake, R., **Applied Optics and Optical Engineering**, Vol.1, Academic Press (NY) (1974), 170-174.

في الشكل (3). يحتوي القطب على مشعات (زعانف) للتبريد من خلال ملامسة القطب للهواء إذ تعمل هذه المشعات على زيادة المساحة السطحية للانتشار الحراري وكانت المسافة ما بين كل مشعين متعاقبين (0.65cm) بعمق (1.5cm) وبواقع عشرة أخاديد على كل من جانبي القطب. كما احتوت هذه الأقطاب على فتحات لدخول وخروج الغازات الى ومن منطقة التفريغ الكهربائي. لأجل منع تسرب الغازات من داخل حيز التفريغ، وضعت حلقات مطاطية (O-ring) أبعادها ((4.1cm(I.)x5cm(Φ)) داخل التجويف الأسطواني للقطب. والشكل (4) يبين صورة فوتوغرافية لحاملي المرايا الخلفية والأمامية وزعانف التبريد.



شكل (1) مخطط لأنبوب التفريغ الكهربائي

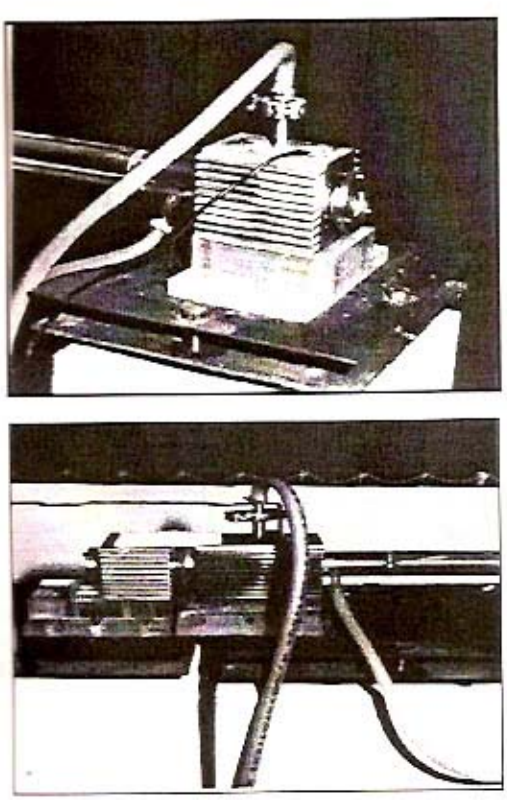


شكل (2) مخطط لقطب التفريغ الكهربائي لحامل المرايا

جرى تثبيت الأقطاب الكهربائية على قواعد من مادة البيرسبكس تحتوي على ألواب ترصيف الأقطاب على استقامة المحور البصري. استخدمت قواعد كونكريتية بشكل متوازي الأضلاع كمنضدة بصرية لنصب حوامل الأقطاب.

تألف المرنان البصري من مرآة خلفية مقعرة مصنوعة من مادة النحاس المطلي بالذهب بقطر (5cm) وسمك (1cm) ونصف قطر تكور (10m) وانعكاسية (98%). يمتلك هذا النوع من المرايا توصيلية حرارية تبلغ ($393W.m^{-1}.K^{-1}$) ومعامل تمدد حراري ($1.7x10^{-5}K^{-1}$) وامتصاصية (1.2%). أما مرآة الخرج فكانت مستوية مصنوعة من بلورة سيلينيد الخارصين (ZnSe) بقطر (5cm) وقد تم توظيف عدد منها تراوحت انعكاسيتها ما بين (20%-80%).

جرى تهييج الوسط الفعال بوساطة مجهزي قدرة مستمرة (DC Power Supply) مصنعين محليا بجهز الأول (15kV,200mA) والثاني (30kV,500mA). وقبل الشروع بتشغيل منظومة الليزر، تم سحب الهواء من منطقة التفريغ الكهربائي بوساطة مضخة تفريغ دوارة ذات مرحلتين نوع (Leybold-Heraeus D30A) تعمل بمعدل سحب (150l/min) إذ تم الحصول على ضغط مخلخل أولي بحدود (10^{-3}Torr) عند النقطة القريبة من فتحة خروج الغازات. جرى قياس الضغط داخل المنظومة باستخدام مقياس بيراني رقمي نوع (Edward PRM10). أدخل الخليط الغازي الى منطقة التفريغ الكهربائي وجرى قياس ضغطه عند فتحات الدخول والخروج إذ يتم تحديد ضغط الخليط الغازي حسب الحاجة من عملية التشغيل. الشكل (5) يمثل صورة فوتوغرافية لمنظومة الليزر ذات المراحل المتعددة.



شكل (4) صورة فوتوغرافية لحامل المرايا الخلفية (الأعلى) والامامية (الأسفل)

٣- التشغيل ومعايرة المنظومة

جرت معايرة منظومة الليزر للحصول على أفضل أداء لها وكانت قدرة الخرج الليزري تزداد بزيادة انعكاسية مرآة الخرج وقد بلغت ذروتها عند انعكاسية (65%) الا أنها بدأت بالانخفاض بعد هذه القيمة وكما في الشكل (6). إن قيمة الانعكاسية التي تم الحصول عندها على أفضل قدرة خرج مقاربة لقيمة (69%) وهي محسوبة من المعادلة الاتية:

$$R(\%) = 1 - \frac{L}{500D} \qquad (1)$$

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS
المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية ، المجلد ١ ، العدد ١ ، ٢٠٠٥ ، ١٠-١٤

تصميم وبناء وتشغيل منظومة ليزر ثنائي أوكسيد الكاربون المستمر ذات المراحل المتعددة وبقطر تفريغ كبير

ضياء نوري رؤوف [١]
نجم عبد الكاظم الربيعي [٢]
سهى إبراهيم عبد اللطيف

(١) قسم العلوم التطبيقية
الجامعة التكنولوجية
بغداد - العراق
dnracuf2005@yahoo.com

(٢) قسم العلوم التطبيقية
الجامعة التكنولوجية
بغداد - العراق
nakalrub@yahoo.com

جرى في هذا العمل تصميم وبناء وتشغيل منظومة ليزر ثنائي أوكسيد الكاربون المستمر بخمسة مراحل للتفريغ الكهربائي الطولي والجريان المحوري للغاز وبقطر تفريغ كبير (2.4cm). جرت معايرة منظومة الليزر من خلال قياس قدرة الخرج الليزري كدالة لانعكاسية مرآة الخرج وطول أنبوب التفريغ الكهربائي ودرجة حرارة ماء التبريد. وقد بلغت أعظم قدرة خرج ليزري (135W) وبالنمط TEM_{10} لشعاع الليزر الخارج.

Keywords: CO_2 *Laser, CW Laser, Multistage Discharge, Axial-Flow Gas*

استلام: ١ آب ٢٠٠٤ ، تصحيحات: ١٤ أيلول ٢٠٠٤ ، قبول: ١٤ تشرين أول ٢٠٠٤

١- المقدمة

جرى تشغيل أول منظومة ليزر ثنائي أوكسيد الكاربون ذي الموجة المستمرة عام ١٩٦٤ من قبل Patel [1]، وقد تحسن أداء منظومات الليزر من حيث قدرة الخرج الليزري والكفاءة بإضافة غازي النتروجين والهيليوم [2] وكذلك تبريد منطقة التفريغ الكهربائي بالماء [3]. يعمل غاز النتروجين في الخليط الغازي لليزر ثنائي أوكسيد الكاربون كمستودع للمستوى العلوي لجزيئة ثنائي أوكسيد الكاربون فيما يعمل غاز الهيليوم على مجانسة منطقة التفريغ الكهربائي وتبريد الوسط الفعال المنتج لليزر. كذلك استخدمت نسب خلط مختلفة من الغازات الثلاث (CO_2:N_2:He) للحصول على أفضل أداء لمنظومة الليزر وإن هذه النسب تعتمد على مواصفات ليزر ثنائي أوكسيد الكاربون المطلوب [3-5]. جرى تبريد الوسط الفعال بزيادة سرعة جريان الخليط الغازي داخل حيز التفريغ وأدى ذلك إلى تخليص منطقة التفريغ الكهربائي من الغازات الساخنة نتيجة عملية التفريغ الكهربائي ووفر خليطاً كانت فيه جزيئات الوسط الفعال في المستوى الأرضي [6].

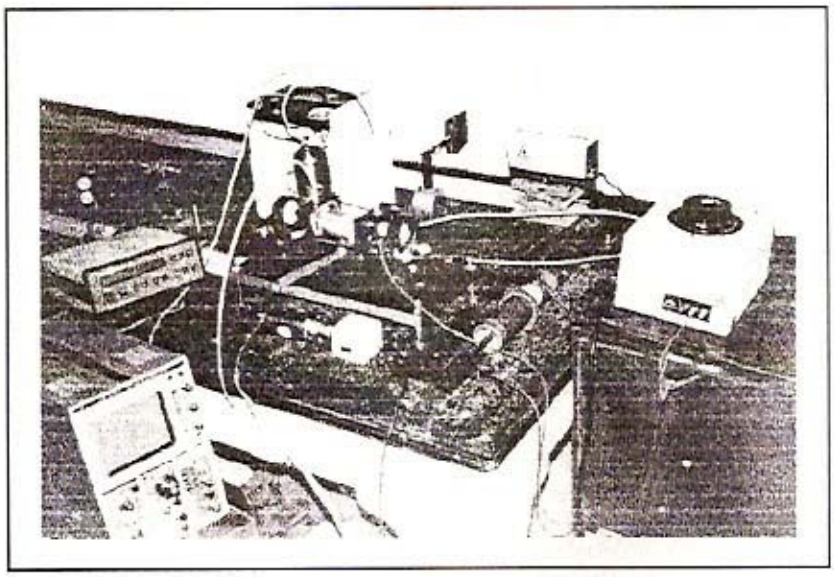
نظراً للتطبيقات العلمية والصناعية والطبية واسعة النطاق لليزرات ثنائي أوكسيد الكاربون، فقد تطلب الأمر لقسم منها أن تعمل بقدرات خرج واطئة ونمط تشغيل مختوم ومهيجة بوساطة الترددات الراديوية (RF) [5,7] أو أن تعمل بقدرات خرج وطاقات ومعدلات تكرارية عالية مما يحتم عملها في بعض الأحيان بضغط خليط غازي عال جداً يصل إلى عدة ضغوط جوية وأن تعمل بالتهيج المستعرض (Transverse Excitation) (TE) أو عند الضغط الجوي (TEA) [5,9]، وقد ساعد ذلك على تهييج الوسط الفعال بفولتيات قليلة. لقد استخدمت ليزرات ثنائي أوكسيد الكاربون بكثرة في عمليات القطع واللحام خصوصاً تلك التي يتم تشغيلها بنمط TEA ذي الموجة المستمرة والحصول منها على قدرة خرج ليزري تصل إلى أكثر من (10kW)، كما جرى تضييق عرض النطاق الترددي لحزمة الليزر إلى أقل من (0.5GHz) والعمل بالنمط الأساس (TEM_{00}) [9-10] لأجل استخدامها في الدراسات الطيفية ومنظومات الاتصالات البصرية.

٢- الجزء العملي

جرى تصنيع أنبوب التفريغ الكهربائي من مادة البايركس بطول (70cm) وهو عبارة عن أنبوبين منطبقي المحور البصري قطر الداخلي (2.4cm) وقطر الخارجي (5cm) وهما مغلقين من الجانبين، وكما في الشكل (1). أختير البايركس لكون معامل تمدده الحراري قليل (بحدود $3x10^{-7}$mm/°C) ونقطة التليين له بحدود (565°C) ونقطة التليين بحدود (820°C) [11] وهذا يتناسب مع درجة حرارة التفريغ الكهربائي التي تكون بحدود (400°C) عند ضغط 14torr للخليط الغازي. الأنبوب الخارجي يحتوي فتحتين إحداهما لدخول ماء التبريد والأخرى لخروجه. جرى ترصيف مجموعة من أنابيب التفريغ الكهربائي على استقامة المحور البصري للحصول على وسط فعال بطول (3.8m) وطول مرنان بصري (3.9m).

استخدمت أقطاب كهربائية مصنوعة من كتل مكعبة الشكل من مادة الفولاذ المقاوم للصدأ حيث بلغت أبعاد القطب الواحد $10(W)x10(H)x13(L)cm^3$. ثقبت بعض الأقطاب بثقب داخلي أسطواني الشكل ومن الجانبين بقطر (5cm) وعمق (4.1cm) لغرض ربط أنابيب التفريغ الكهربائي على جانبيه للحصول على منطقة تفريغ متعددة المراحل. كما جرى عمل أخدود دائري على الوجه الجانبي للقطب لتثبيت حلقة مطاطية مع لولب لتثبيت المرايا الخلفية والأمامية عليها وكما في الشكل (2). استخدم عدد من الأقطاب المعدنية كقطب كاثود (Cathode) وعدد آخر كقطب أنود (Anode)، وكما

Copyright © 2005 ISAREST. All rights reserved



شكل (2) صورة للمنظومة المصنعة والمستخدمة في هذا البحث

جرى تقويم هذه المقالة من قبل مقومين في كلية العلوم / جامعة بغداد ووحدة أبحاث الليزر / الجامعة التكنولوجية ، بغداد ، العراق

EFFECT OF ACTIVE MEDIUM TEMPERATURE ON THE OUTPUT CHARACTERISTICS OF PULSED FREE-RUNNING DYE LASER

In this work, the effect of active medium temperature on output characteristics of a pulsed dye laser was studied. Two dyes, R6G and RB, were used as laser active medium. Under free-running operation, 35mJ maximum output energy and 100μs pulse duration were obtained with presence of oxygen as a quencher. Results presented in this work showed that output characteristics such as laser pulse energy, emission linewidth, beam divergence and overall efficiency are reasonably affected by temperature. Optimum values of such features require system to operate at temperature of 10°C, which represents the optimum operating temperature. These results may benefit to determine the optimum operating temperature of a pulsed dye laser due to system design considerations.

من تحديد القيمة المثلى لدرجة الحرارة يمكن حساب عرض الخط الطيفي لشعاع الليزر الخارج باستخدام العلاقة الآتية [11]:

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\nu \cdot \lambda^2}{c} \qquad (3)$$

حيث $\Delta\nu$ تمثل عرض خط الانبعاث الترددي الذي تم حسابه عملياً، λ الطول الموجي لشعاع الليزر المنبعثة c سرعة الضوء في الفراغ، حيث $\Delta\lambda=0.36\mu m$ ، وهذه القيمة يمكن مقارنتها بالقيمة النظرية التي تم حسابها من العلاقة الآتية:

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\Delta\nu} = 0.6\mu m \qquad (4)$$

تختلف المعادلتان الأخيرتان أعلاه عن بعضهما في أن المعادلة (3) تعتمد على القيمة المحسوبة عملياً لعرض خط الانبعاث، فيما يتم حساب عرض الخط الطيفي لليزر المنبعث في المعادلة (4) نظرياً فقط. تمثل النتيجتين تقارباً ما بين القيمتين النظرية والعملية وإن مقدار الانحراف عائد إلى ظروف تشغيل المنظومة إذ أن ازدياد درجة حرارة الوسط الفعال والخسائر الناجمة عن الامتصاص والخسائر الناجمة عن تكوّن المستويات الثلاثية كلها أسباب لتعريض خط الفلورة (Fluorescence Bandwidth).

٤- الاستنتاجات

من خلال النتائج المستحصلة في هذا البحث، يمكن استنتاج أن عرض الخط الطيفي لليزر الصبغة يتأثر بشكل كبير بتغير درجة حرارة الوسط الفعال إذ يتم تضييق عرض الخط من خلال زيادة معدل تبريد الوسط الفعال. عند تشغيل منظومة الليزر، هنالك درجة حرارة مثلى يتم الحصول عندها على أقصى طاقة لشعاع الليزر الخارج والتي بلغت (25mJ) في حالة استخدام صبغة R6G و (23mJ) في حالة استخدام صبغة RB. إن إمكانية التحكم الدقيق بدرجة حرارة الوسط الفعال تعطي فرصاً أفضل لبلوغ ظروف التشغيل المثلى.

المصادر

[1] F. Schafer, "**Dye Lasers**", Springer-Verlag (Berlin) (1977), 1.

[2] G. Schappert, K. Billman and D. Burnham, *Appl. Phys. Lett.* 13(4), 124-126 (1968).

[3] D. McCumber, *Phys. Rev.*, 134, A299 (1964).

[4] F. Schafer, W. Schmidt, and J. Volze, *Appl. Phys. Lett.* 9(8), 306 (1966).

[5] L. Godfrey, W. Egbert and R. Meltjer, *Optics Commun.* 34(1), 108 (1980).

[6] M. Rahn, T. King and A. Gorman, *Appl. Opt.*, 36(24), 5863 (1997).

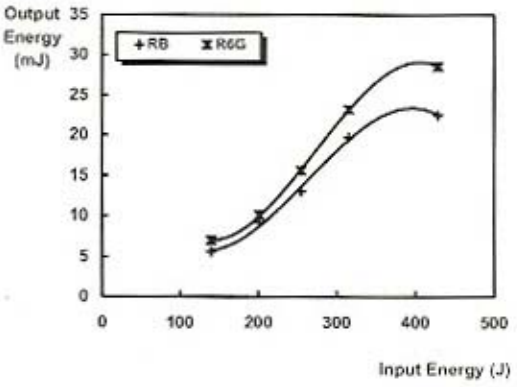
[7] M. Mark D. Rahn and T. King, *Appl. Opt.*, 38(30), 6337 (1999).

[8] K. H. Drexhage, "Structure and properties of laser dyes in dye lasers", in **Dye Lasers** edited by Schaffer FP, 2nd ed. Springer-Verlag (Berlin) (1977), 168.

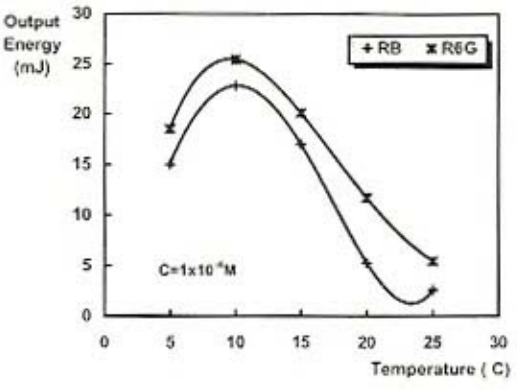
[9] S. Lavi et al., *Appl. Opt.* 24(13), 1905 (1985).

[10] T. S. Pavlopoulos and D. J. Golich, *J. Appl. Phys.* 64(2), 521 (1988).

[11] R. Khare and S. Daulatabad, *Opt. Laser Technol.* 36, 27–30 (2004).

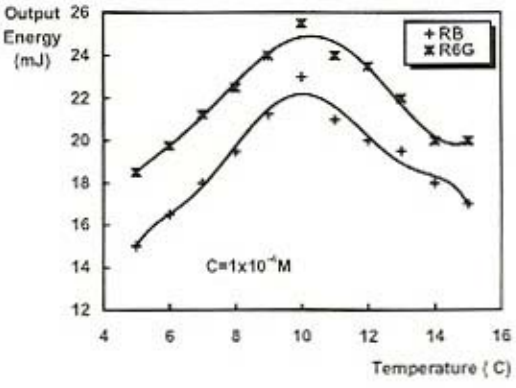


شكل (4) علاقة طاقة الليزر الخارجة بالطاقة الداخلة



شكل (5) علاقة طاقة الليزر الخارجة بدرجة حرارة الوسط الفعال للمدى (5-25)°C

ولغرض الاقتراب أكثر من درجة الحرارة المثلى للتشغيل، جرى قياس طاقة الخرج الليزري كدالة لدرجة الحرارة لمدى أضيق من المدى السابق في الشكل (5) وكما مبين في الشكل (6). يؤكد الشكل أن القيمة المثلى تكون 10°C إذ تم الحصول عند هذه القيمة لدرجة الحرارة على أقصى طاقة خرج ليزري (27mJ من صبغة R6G و 23mJ من صبغة RB).



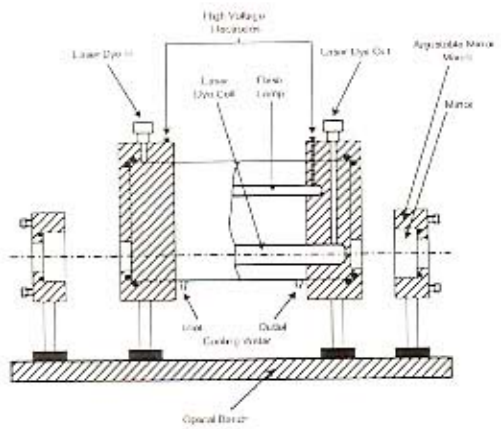
شكل (6) علاقة طاقة الليزر الخارجة بدرجة حرارة الوسط الفعال للمدى (5-15)°C

إن الخسارة الناتجة عن الانتقال غير الإشعاعي ما بين المستويات أو الحالات الطاقية الأحادية (Singlet Energy States)، والذي يدعى التحول الداخلي (Internal Conversion)، قد تتغير أيضاً مع درجة الحرارة للوسط الليزري، وتبعاً لذلك فإن الكفاءة الكمية للتفلور (Quantum Efficiency) تتغير تبعاً لذلك.

يتمثل التأثير الثاني لدرجة الحرارة بالحد الأول للمعادلة (2) وبما أن $N_{gr}>N_{ex}$ في الظروف الاعتيادية (درجة حرارة الغرفة)، فإنه يجب أن تكون مساحة المقطع العرضي للانبعاث أكبر منها للامتصاص ($\sigma_{gr}<\sigma_{ex}$) لكي تكون قيمة الربح موجبة. ومع تناقص درجة الحرارة فإن الحد الثاني من المعادلة (2) الذي يمثل الامتصاص، يتناقص أيضاً وهذا يتيح لشرط بدء الفعل الليزري أن يتحقق عند أو قرب منطقة قمة الطيف [6-7].

٢- الجزء العملي

جرى بناء منظومة ليزر الصبغة النبضي وتألفت من الجزء البصري والجزء الكهربائي والجزء الميكانيكي. الوسط الفعال هو عبارة عن محلول الصبغة العضوية (R6G,RB) بتركيز ($1x10^{-4}$M) في خلية من الكوارتز قطرها (6mm) وطولها (17.5cm). وقد استخدم المصباح الوميضي الحلزوني (Helical) المملوء بغاز الزينون بضغط (450Torr) ويتم تثبيته بحيث يحيط بالخلية الحاوية على الصبغة باستخدام حوامل من البيرسيكس تثبت داخل العاكس الأسطواني والمصنع من البراص المطلي بالذهب بطول (12cm) وقطر (8cm). المرنان البصري من النوع نصف الكروي (Hemispherical) إذ كانت المرآة الخلفية مقعرة بنصف قطر تكور (20cm) وذات انعكاسية تامة للأطوال الموجية (430-680nm) ومطلية بمادة نترات الفضة، فيما كانت المرآة الأمامية مستوية (Plane) ومصنوعة من زجاج الكوارتز وقد بلغت أعظم انعكاسية لها حوالي (87%) للطول الموجي (590nm). المسافة الفاصلة بين المرآتين مقدارها (30cm). والشكل (1) يمثل مخططاً للمنظومة المصنعة والمستخدمة في هذا البحث والشكل (2) يمثل صورة فوتوغرافية لتجميع المنظومة والشكل (3) يبين نبضة الليزر الخارجة والمسجلة على المشهاد.



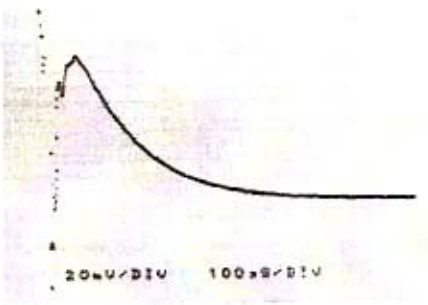
شكل (1) مخطط للمنظومة المصنعة والمستخدمة في هذا البحث

يتكون مجهز القدرة الكهربائية من محولة رافعة للفولتية (1:7.27) تجهز فولتية خارجة مقدارها (1.6kV) بتيار (0.1A)، ومضاعف للفولتية يتألف من متسعة (2μF,10kV) ومجموعتين من ثنائي الوصلة (Diode) الذي يتحمل فولتية عالية، يكون قيمة متسعة الخزن الرئيسية (70μF,20kV) ويمكن التحكم بفولتية مجهز القدرة باستخدام مغير (Variac).

تضمنت أجهزة القياس المستخدمة مقياس الطاقة نوع (COHERENT) وكاشف ضوئي في المنطقة المرئية نوع (SpectraPhysics PD) وقد تم تسجيل نبضة الليزر الخارجة باستخدام جهاز مشهاد نوع (IWATSU 500MHz).

٣- النتائج والمناقشة

جرى تشغيل المنظومة بنمط التشغيل الحر (Free Running)، وبتجاوز طاقة الضخ للمصباح الوميضي لحد العتبة للانبعاث المحفز لوسط الصبغة تم الحصول على طاقة خرج ليزري قصوى بلغت (20mJ) وكما مبين في الشكل (4). إذ يلاحظ أن العلاقة ما بين طاقة الخرج الليزري والطاقة الداخلة تكون خطية تقريباً ولمدى معين (لغاية 23mJ في حالة صبغة R6G و 19mJ في حالة صبغة RB)، وهذا سلوك طبيعي لأي وسط محول للطاقة إذ أن زيادة طاقة الضخ المجهزة للوسط الفعال تعمل على زيادة عدد الجزيئات المتهيجة إلى المستويات الأحادية (Singlet) والتي تكون مسؤولة عن الانبعاث المحفز. ولطاقات ضخ أعلى تصل طاقة الخرج الليزري إلى حالة التشبع إذ لا يمكن إثارة عدد أكبر من جزيئات الوسط.



شكل (3) نبضة الليزر الخارجة والمستحصلة في هذا البحث

بعد ذلك تنخفض طاقة الخرج لأن الزيادة في طاقة الضخ تتحول إلى طاقة حرارية تتبدد داخل الوسط الفعال (الصبغة) وتساهم في تقليل عدد الجزيئات المساهمة في الفعل الليزري عن طريق انتقالها إلى المستويات الثلاثية عبر عملية العبور البيني (Intersystem Crossing) والتي تعمل على إخماد الفعل الليزري.

ولدراسة تأثير درجة حرارة الوسط الفعال على كفاءة الخرج الليزري جرى تغيير درجة محلول الصبغة وقياس طاقة نبضة الليزر، وتم ذلك بزيادة درجة حرارة مبرد الصبغة بشكل منتظم وكما في الشكل (5). إن زيادة درجة الحرارة يؤدي إلى امتلاء مستويات الطاقة للحالة المتهيجة الأحادية الاهتزازية والدورانية العليا، وهذا يؤدي إلى تقليل عدد الجزيئات المساهمة في عملية الفلورة. ويحدث العكس عند انخفاض درجة الحرارة إذ يقل معدل التصادمات العاصة للفلورة وهذا يؤدي إلى تضييق عرض خط الانبعاث الليزري. بلغت أقصى كفاءة للمنظومة 0.02% في حالة صبغة R6G و 0.016% في حالة صبغة RB وقد لوحظ أن درجة الحرارة المثلى لتشغيل المنظومة عند أقصى كفاءة للمنظومة كانت حوالي 10°C ومن ثم تبدأ الطاقة الخارجة بالتناقص عند زيادة درجة الحرارة.

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS
المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية ، المجلد ١ ، العدد ١ ، ٢٠٠٥ ، ٦-٩

تأثير درجة حرارة الوسط الفعال على خصائص الخرج لليزر الصبغة النبضي بالتشغيل الحر

محمد عبد الكريم أحمد

قسم هندسة الزجاج والسيراميك
الكلية التقنية
بغداد ـ العراق

في هذا البحث، جرى دراسة تأثير درجة حرارة الوسط الليزري الفعال على خصائص الخرج لمنظومة ليزر الصبغة (Dye Laser) النبضي. جرى استخدام منظومة ليزر صبغة R6G و RB تعمل بطاقة خرج قصوى (35mJ) وأمد نبضة خارجة (100μs) بالتشغيل الحر وبوجود الأوكسجين كعامل كبح (Quencher). أوضحت النتائج المقدمة في هذا البحث أن خصائص الخرج مثل طاقة النبضة الخارجة وعرض الخط الطيفي للانبعاث وإنفراجية الحزمة والكفاءة الكلية للمنظومة تتأثر بشكل ملحوظ بدرجة الحرارة، وإن الحصول على أفضل قيم لهذه المعاملات يتطلب العمل عند درجة حرارة بحدود (10°C). يمكن الإفادة من النتائج المقدمة في هذا البحث لغرض تحديد القيمة المثلى لدرجة حرارة تشغيل منظومة ليزر الصبغة النبضي وفق معاملات تصميم المنظومة.

Keywords: *Rhodamine Dye Laser, Pulsed Laser, Active Medium Temperature, Line Tuning*

استلام: ٢٤ حزيران ٢٠٠٤ ، تصحيحات: ١٥ تموز ٢٠٠٤ ، قبول: ١٨ أيلول ٢٠٠٤

١-المقدمة

من المعروف أن الصبغات الليزرية المستخدمة في منظومات ليزر الصبغة تضم العديد من مستويات الطاقة الإلكترونية والاهتزازية [1-3]، إذ يتكون كل مستوي إلكتروني من مجموعة من المستويات الاهتزازية المنفصلة في حالة الاتزان الحراري ،لان زمن الاسترخاء لهذه المستويات أقصر بكثير من زمن الفلورة للمستويات الإلكترونية [4-6].

وعند الوصول لحد العتبة لحدوث الفعل الليزري وللتردد f_L إذ يكون الربح $G(f)$ في أعظم قيمة ومساوياً لمجموع الخسائر الفعلية للفجوة الليزرية (L). ويمكن كتابة شرط الاهتزاز الليزري كما يلي[1]:

$$G(f_L) = \sigma_e (f_L)\, N(ex) - \sigma_a(f_L)\, N(gr) = L \qquad (1)$$

إذ تمثل $\sigma_e(f_L)$ مساحة المقطع العرضي للانبعاث المحتث، $\sigma_a(f_L)$ مساحة المقطع العرضي للامتصاص، $N(ex)$ و $N(gr)$ كثافة الجزيئات للحالة المتهيجة والأرضية على التوالي.

إن الربح للصبغة العضوية يتغير مع تغير عاملين مهمين وهما التردد والزمن خلال زمن نبضة الضخ، ولتوضيح ذلك فقد بيّن الباحث McCumber [2] بأن معادلة الربح المعتمدة على التردد f_L لنظام مكون من مجموعتين من مستويات الطاقة يمكن التعبير عنها كما يلي [1-3]:

$$G(f_L) = [N_\alpha - N_\beta . \exp(\frac{hc(\sigma_e - \sigma_a)}{KT})]\frac{I(f)}{n^2\sigma_e^2} \qquad (2)$$

حيث تمثل $I(f)$ شدة الفلورة لمحلول الصبغة بوحدات الفوتون لكل فترة تردد لكل زاوية صلدة ولكل جزيئة تساهم في الانبعاث، وتمثل n معامل انكسار محلول الصبغة، $hc\sigma_e$ هو صافي الطاقة اللازمة لإثارة جزيئة صبغة واحدة.

وبتحليل المعادلة (2)، وفي حالة الوصول إلى حد العتبة فمن المتوقع حدوث زيادة ملحوظة في قيمة f_L مع مجموع خسائر الفجوة الليزرية (L) فيما يحدث تناقص في قيمة f_L مع تركيز محلول الصبغة أي ($N_{to}=N_{ex}+N_{gr}$)، ومن المتوقع تبعا لذلك أن يتغير التردد عند بدء الفعل الليزري مع تغير درجة الحرارة [5-7]. وعليه، فإن طيف الفلورة يضيق مع تناقص الحرارة ولكن بدون وجود إزاحة ملحوظة في موقع قمته.

إن طيف الامتصاص والانبعاث يعتمد على توزيع الاستطيان في الحالة الإلكترونية الابتدائية، لذلك فإن الربح يعتمد على درجة الحرارة على الرغم من عدم وجود حد يمثل درجة الحرارة في معادلة الربح. عند نقصان درجة الحرارة فإن عرض طيف الامتصاص والانبعاث يضيق ويقل مقدار التداخل بينهما مما يسبب إزاحة تردد الليزر نحو قمة طيف الفلورة. وبما أن الفعل الليزري يحدث عند الأطوال الموجية الطويلة وبعيداً عن قمة طيف الفلورة [5]، ولذلك فأن هذا الفعل سيحدث بطول موجي أقصر. عند تضييق الطيف بفعل الانخفاض في درجة الحرارة في حالة التراكيز العالية فإن الامتصاص الشديد للوسط الفعال يعمل على إزاحة الطول الموجي لشعاع الليزر المنبعث بعيداً عن القمة. كما يمكن ملاحظة أن تضييق طيف الفلورة لا يكون كافياً لوحده على توضيح الإزاحة الكلية مع تغير درجة الحرارة وخصوصاً عند التراكيز العالية [8-11].

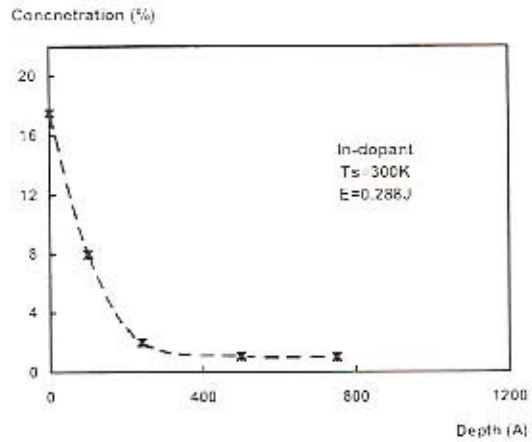
ISSN 1813-2065
Copyright © 2005 ISAREST. All rights reserved
Printed in IRAQ

[6] R. A. Ismail, "Study of induced diffusion and defects in germanium by pulsed laser", Ph.D. Thesis, University of Technology (1995).
[7] M. Bass, "**Laser Materials Processing**", North-Holland Pub. Co. (1983), Ch.7.
[3] W. K. Hamoudi and R. O. Dala Ali, *J. Eng. Technol.*, 19, 125-135 (2000).
[4] W. K. Hamoudi and R. O. Dala Ali, *J. Eng. & Technol.*, 35, 1-6 (2000).
[5] J. M. Poate and W. Moyer, "**Laser Annealing of Semiconductors**", Academic Press (1982), 6-183.

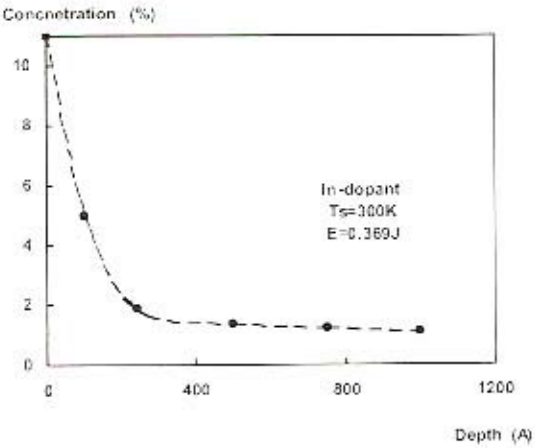
جرى تقويم هذه المقالة من قبل مقومين في قسم الهندسة الكهربائية والإلكترونية / الجامعة التكنولوجية ، بغداد ومعهد الليزر للدراسات العليا / جامعة بغداد ، بغداد ، العراق

Structural Characteristics Study of Indium Diffusion in Silicon Using a Pulsed Nd:YAG Laser

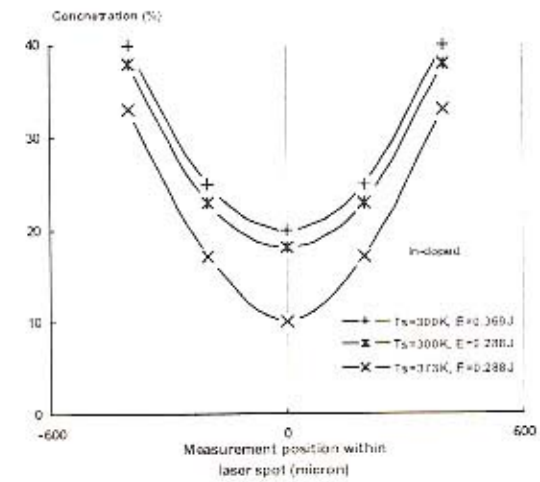
In the current study, a pulsed Nd:YAG laser was employed to induce indium diffusion in silicon by laser irradiation of a thin indium film deposited on silicon. The work was aimed to study the structural characteristics changes of the irradiated region resulting from varying laser pulse energy within the range (0.25-0.53)J and varying silicon temperature from 300K to 373K during laser irradiation. Optical and scanning electron microscopes were used for the surface topography study of the samples. The study showed formation of linear cracks, protrusions and craters depending on the laser energy used. The indium diffusion depth within the silicon was determined using an energy dispersive spectra (EDS). This was done when illuminating at the laser melting threshold at substrate temperature of 373K and when illuminating at higher laser energy and substrate at room temperature (300K). the diffusion depth increased and the impurity concentration at the surface decreased as laser energy got higher. Higher substrate temperature helped increasing the impurity concentration at the surface.



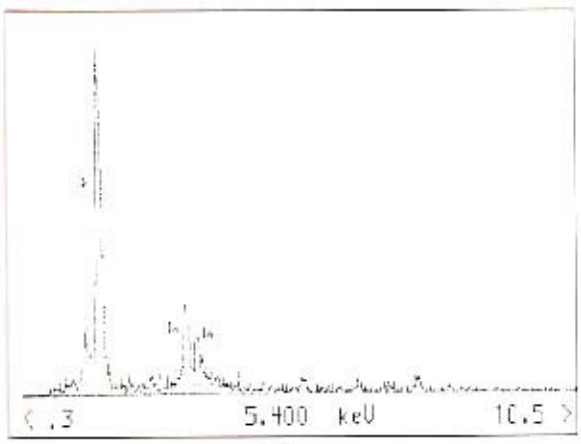
شكل (10b) تغير النسبة المئوية للانديوم مع العمق عند التشعيع بطاقة 0.288J عند درجة حرارة الغرفة

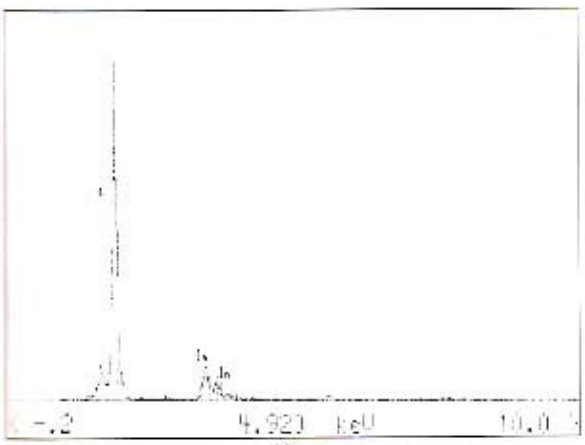


شكل (10c) تغير النسبة المئوية للانديوم مع العمق عند التشعيع بطاقة 0.369J عند درجة حرارة الغرفة



شكل (11) هيئة توزيع الانديوم (النسبة المئوية) على طول مسافة البقعة الليزرية عند ظروف تشعيع مختلفة





شكل (12) طيف الأشعة السينية المميزة من جهاز EDS للسيليكون المشاب بالانديوم عند طاقة تشعيع (0.288J) ودرجة حرارة الغرفة: (a) عند حافة الضربة و (b) عند مركز الضربة

٤- الاستنتاجات

مما سبق يتضح لنا أن العيوب التركيبية تتغير تبعاً لتغير طاقة التشعيع حيث ظهرت شقوق خطية عند التشعيع بطاقات واطئة بسبب الصدمة الحرارية. أما عند زيادة الطاقة، فيظهر تركيب خلوي تتجمع الشوائب عند حافاته وينشأ من التبريد السريع. عند الطاقات الأعلى يظهر تكوء بسبب التبريد السريع الحاصل للجزء الخارجي من المنطقة المشعة وبزيادة الطاقة بمقدار أكثر يظهر التقعر بسبب ارتفاع درجة حرارة السطح الى درجة حرارة التبخير فتقذف المواد خارجاً. كذلك فإن عمق انتشار الشوائب ازداد عند زيادة طاقة التشعيع إلا أن التركيز عند السطح يقل عند التشعيع بطاقة أعلى من العتبة في حين أن زيادة درجة حرارة القاعدة أدى إلى زيادة التركيز عند السطح.

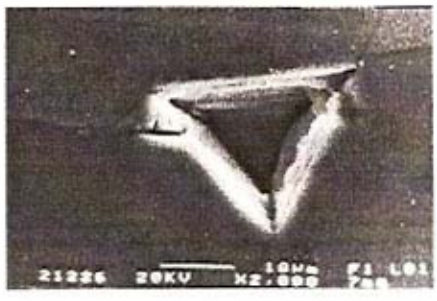
المصادر

[1] J. F. Ready, "**Industrial Applications of Lasers**", Academic Press (London) (1997), 419, 428.
[2] A. Mousa and R. A. Ismail, *J. Eng. & Technol.*, 15(3), 82 (1996).

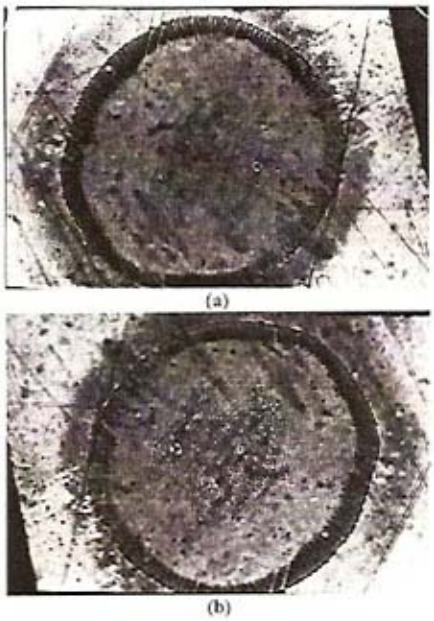
عند زيادة الطاقة إلى (0.495J) ارتفعت درجة الحرارة إلى درجة التبخير وقذفت المواد خارجاً مكونة تقعراً مركزياً كما موضح بالشكل (7) يزداد عمقه بزيادة طاقة التشعيع.

شكل (7) التقعر المتكون في السيليكون المشاب بالإنديوم عند طاقة 0.495J عند درجة حرارة الغرفة

من العيوب التركيبية الأخرى الناتجة عن عملية التشعيع هو الانخلاع الموضح بالشكل (8) الذي يتولد نتيجة التسخين السريع والتبريد المفاجئ والذي بدوره يؤدي إلى تولد تدرج حراري عال ينتج عنه إجهادات حرارية-ميكانيكية تعمل على تكون الانخلاع [7]. الشكل (9) يوضح صور العينات المشعة بطاقات عتبة الانصهار وبدرجات حرارة قاعدة مختلفة للسيليكون المشاب بالإنديوم.



شكل (8) صورة للانخلاع الناتج



(a)

(b)

شكل (9) المنطقة المشعة في السيليكون المشاب بالإنديوم عند طاقة عتبة الانصهار (0.27J) و (0.252J) ودرجة حرارة القاعدة (a) 323K و (b) 373K

نتائج التحليل الكمي والنوعي للعناصر:

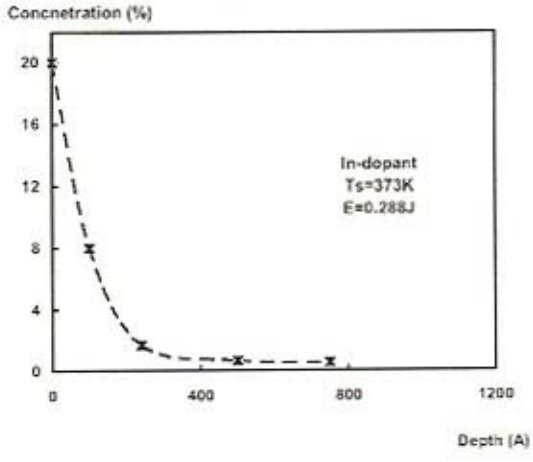
بعد فحص التحليل الكمي والنوعي للعناصر الداخلة ضمن تركيب المنطقة المشعة واحد من الفحوصات المهمة لمعرفة هيئة توزيع الشوائب المنتشرة كدالة للعمق وكذلك على امتداد قطر أثر البقعة الليزرية. يوضح الشكل (10) تغير النسبة المئوية للإنديوم مع العمق عند التشعيع بطاقات مختلفة عند درجة حرارة الغرفة. يظهر من الشكل (10a) أن أقصى نسبة مئوية هي عند السطح وبعدها تتناقص بشكل أسي مع عمق الانتشار وهذا ما يتفق مع الصيغة الرياضية الآتية [7]:

$$C_i(z,t) = \frac{N_o}{\sqrt{\pi D_L t}} \exp - \frac{z^2}{4 D_L t} \qquad (1)$$

حيث C_i هو تركيز الشوائب المنتشرة حرارياً و z العمق و N_o تركيز الشوائب الابتدائية عند السطح (cm^{-3}) و D_L معامل الانتشار للطور السائل و t زمن الانصهار.

يمكن أن يعزى الاختلاف في توزيع النسبة المئوية للشوائب إلى معامل التوزيع السطحي لأن الذرات الشائبة تنتشر خلال طبقة السيليكون المنصهرة باتجاه شعاع الليزر، وعند الوصول إلى أقصى عمق تبدأ عملية التصلب داخل السيليكون باتجاه السطح. إن أول طبقة متصلبة تحجز كمية من الذرات الشائبة تاركة المتبقي يتحرك إلى الطبقة اللاحقة (باتجاه السطح). إن قيمة معامل انعزال الإنديوم هي أقل من واحد وعليه فإن الذرات لشائبة سوف تتجمع عند السطح وتعاني الانحدار كلما اتجهنا داخل السيليكون. عند زيادة طاقة التشعيع إلى (0.37J) زاد عمق انتشار الشوائب مع عمق الانصهار ولكن النسبة المئوية للإنديوم عند السطح قلت بمقدار (1.66) لقيمتها عند التشعيع بطاقة (0.29J) كما موضح بالشكل (10b)، ويعزى ذلك إلى تكون عيوب تعمل على اقتناص الشوائب. يظهر الشكل (10c) زيادة النسبة المئوية للإنديوم بسبب تغير سرعة إعادة التصلب حيث تتناقص عند تسخين القاعدة مما يؤدي إلى انعزال الشوائب عند السطح.

يوضح الشكل (11) هيئة توزيع الإنديوم على امتداد طول أثر البقعة الليزرية وتكون نسبته المئوية أقل ما يمكن عند المركز ثم تبدأ بالتزايد عند ابتعادنا عنه. يعود سبب ذلك إلى التوزيع الكاوسي (توزيع غير منتظم) لشدة نبضة الليزر إذ تكون الشدة أعظم ما يمكن عند المركز وتقل عند الأطراف ومن الشكل نلاحظ أن النسبة المئوية للإنديوم عند المركز عند التشعيع بطاقة (0.29J) وبدرجة حرارة قاعدة (373K) تزيد بمقدار (1.13) على قيمتها عند التشعيع بنفس الطاقة ولكن عندما تكون القاعدة بدرجة حرارة الغرفة بسبب تناقص سرعة إعادة التصلب.الشكلان (12a) و (12b) يبينان أطياف الأشعة السينية المقاسة بجهاز (EDS) عند مركز الضربة وحافتها على التوالي للسيليكون المشاب بالإنديوم بطاقة (0.288J) عند درجة حرارة الغرفة.



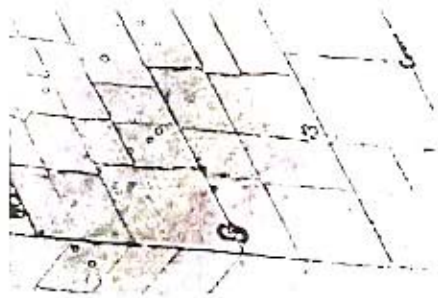
شكل (10a) تغير النسبة المئوية للإنديوم مع العمق عند التشعيع بطاقة 0.288J عند درجة حرارة 373K

تشعيع مختلفة كدالة للعمق لمعرفة توزيع الإشابة على طول المنطقة المشععة.

٣- النتائج والمناقشة

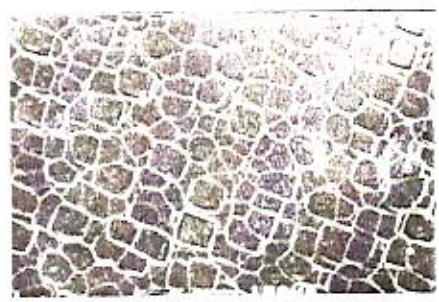
نتائج فحص طبوغرافية السطوح المشععة مجهريا:

تم استخدام المجهرين الإلكتروني الماسح والضوئي المذكورين سابقاً لفحص طبوغرافية السطوح المشععة التي كانت تتغير تبعاً لتغير طاقة شعاع الليزر. عند تشعيع السيليكون المشاب بالإنديوم بطاقة (0.252J) ظهرت شقوق خطية حادة يزداد عددها كلما زادت طاقة التشعيع وتتقاطع مع بعضها البعض مكونة زوايا بقيم ثابتة (°60-°120) كما موضح في الشكل (1). يمكن تفسير آلية تكون هذه الشقوق على أساس الصدمة الحرارية (Thermal Shock) التي تنشأ بسبب التدرج الحراري المصاحب للمنطقة المشععة بالليزر والذي يسبب إجهادات ضاغطة تنتهي بظهور هذه الشقوق.



شكل (1) صورة المجهر الالكتروني الماسح (SEM) وتظهر فيها الشقوق الخطية المتكونة في السيليكون المشاب بالانديوم عند بطاقة (0.252J) عند درجة حرارة الغرفة

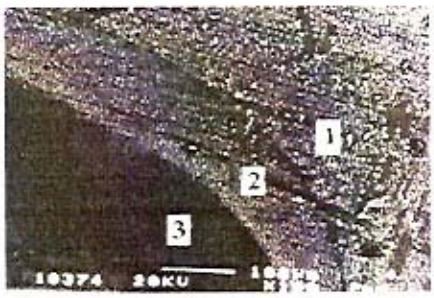
عند زيادة طاقة التشعيع إلى (0.27J) ظهر تركيب خلوي ضمن المنطقة المتصلبة وكما موضح في الشكل (2) وهذا يعود إلى عدم الاستقرارية للحد الفاصل خلال عمليتي الانصهار والتبريد السريع [5]. عند التشعيع بطاقة (0.288J) حدث الانصهار المتجانس وهذه الطاقة تسمى عتبة الانصهار كما في الشكل (3).



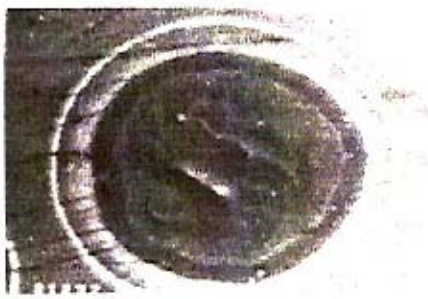
شكل (2) التركيب الخلوي المتكون في السيليكون المشاب بالانديوم عند بطاقة (0.27J) عند درجة حرارة الغرفة

عند إجراء المسح الكامل للمنطقة المشععة ظهرت منطقة التأثير الحراري الناتجة من الانتشار الحراري الجانبي والموضحة في الشكل (4) حيث أن الشكل يقسم إلى ثلاث مناطق الأولى هي المنطقة غير المشععة والثانية هي منطقة التأثير الحراري أما الثالثة فهي المنطقة المتصلبة ويظهر الشكل (5) التنوء المتكون عند التشعيع بطاقة (0.315J) الذي يعزى إلى التبريد السريع الحاصل للجزء الخارجي للمنطقة المشععة حيث يؤدي التوصيل إلى تولد ضغط على المناطق المتصلبة مصدره من الداخل ليدفع هذه المناطق إلى الأعلى مكوناً التنوء.

شكل (3) المنطقة المشععة للسيليكون المشاب بالإنديوم عند طاقة عتبة الصهار (0.288J) عند درجة حرارة الغرفة



شكل (4) صورة SEM للسيليكون المشاب بالإنديوم عند طاقة (0.288J) عند درجة حرارة الغرفة (1) المنطقة غير المشععة، (2) منطقة التأثير الحراري ، (3) المنطقة المتصلبة



شكل (5) صورة SEM للتنوء المتكون في السيليكون المشاب بالإنديوم عند طاقة (0.315J) عند درجة حرارة الغرفة

عند التشعيع بطاقة (0.405J) ظهرت فجوة مركزية محاطة بنوادر متحدة المركز، كما موضح بالشكل (6)، والتي نشأت بسبب التداخل بين شعاع الليزر الساقط والشعاع المستطار من مراكز الاستطارة (ذرات عالقة على سطح العينة) [6].

شكل (6) صورة SEM للنوادر متحدة المركز المتكونة في السيليكون المشاب بالانديوم عند طاقة (0.405J) عند درجة حرارة الغرفة

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS
المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية ، المجلد (١) ، العدد (١) ، ٢٠٠٥ ، ١-٥

دراسة الخصائص التركيبية لانتشار الإنديوم في السيليكون بوساطة ليزر النيديميوم-ياك النبضي

وليد خلف حمودي*
رنا أسامة مهدي

* قسم العلوم التطبيقية
الجامعة التكنولوجية
بغداد – العراق

الخلاصة

في هذه الدراسة، تم عملياً توظيف ليزر النيديميوم-ياك النبضي للحصول على الانتشار المحتث للإنديوم في السيليكون من خلال ترسيب غشاء رقيق من هذه المادة على سطحه وتشعيعها بالليزر. تركز الاهتمام حول دراسة تغير الخواص التركيبية للمنطقة المشععة الناتجة من تغير طاقة نبضة الليزر ضمن المدى J(0.25-0.53) ودرجة حرارة القاعدة من 300K إلى 373K أثناء عملية التشعيع. استخدم المجهر الضوئي والمجهر الإلكتروني الماسح لدراسة طبوغرافية السطوح المشععة التي أظهرت شقوقاً خطية ونتوءات وتقعر حسب قيمة طاقة النبضة المستخدمة. حددت هيئة توزيع الشوائب (عمق الشوائب) بتوظيف جهاز EDS عند التشعيع بطاقة عتبة الاصهار وبدرجة حرارة القاعدة (373K) ولطاقة أعلى من عتبة الاصهار عند درجة حرارة الغرفة أيضاً. فازداد عمق الانتشار وتناقص تركيز الشوائب عند السطح بزيادة طاقة النبضة بينما أدى رفع درجة حرارة القاعدة إلى زيادة تركيز الشوائب عند السطح.

Keywords: *Laser-Induced Diffusion, Indium-Doped Silicon, Nd:YAG Laser*

استلام: ٥ آب ٢٠٠٤ ، تصحيحات: ١٠ أيلول ٢٠٠٤ ، قبول: ١٨ أيلول ٢٠٠٤

١- المقدمة

لقد تظافرت الجهود العملية في توسيع آفق تطبيقات الليزر في العديد من الجوانب العلمية، وقد شمل جانباً منها تطبيقات الليزر في مجال الصناعات الإلكترونية بغية تحقيق أبعاد دقيقة يصعب الوصول إليها بالتقنيات القديمة العاملة في هذا المجال.

تباين استخدام الليزر في الصناعات الإلكترونية تبعاً للمنهج والغاية المطلوبة في هذا الاستخدام حيث يعمد بعض الباحثين على التعامل مع المادة شبه الموصلة وشعاع الليزر بصورة مباشرة كعملية التخديش والتثقيب لشرائح المواد شبه الموصلة [1]. في حين استخدم الآخرون تقنية الانتشار المحتث بالليزر في صناعة ثنائي الوصلة وترانزستور الأغشية الرقيقة والخلايا الشمسية [2]. قام الباحثون [3,4] بإشابة مادة السيليكون بشائبتي السيليبيوم والإنديوم من خلال عملية الانتشار المحتث بعد توظيف ليزر النيديميوم ودرسوا أفضل الظروف للاستفادة من هذه الدراسة عند تصنيع المكونات الإلكترونية. في هذا البحث تم ترسيب غشاء رقيق من الإنديوم فوق السيليكون ومن ثم تشعيع العينات بطاقات مختلفة من ليزر النيديميوم-ياك النبضي ودراسة الخصائص التركيبية كدالة لطاقة الليزر ودرجة حرارة القاعدة.

٢- الجانب العملي

في هذا البحث، استخدمت شرائح من السيليكون أحادية البلورة من النوع المانح (n-type) ذات اتجاهية بلورية (111) وبسمك (500μm) وبمقاومية كهربائية (5Ω.cm). غسلت العينات أولاً بالماء الفاتر وغمرت في محلول الإيثانول في جهاز الذبذبات فوق الصوتية (Ultrasonic) لمدة (10) دقائق لتنظيفها ومن ثم جففت بالهواء الساخن لإجراء عملية التنميش الكيماوي. استخدم خليط (CP4) المكون من حامض الخليك (CH_3COOH) و حامض النتريك (HNO_3) وحامض الهيدروفلوريك (HF) وبنسب حجمية (2:3:2) على التوالي حيث وضعت العينات داخل هذا الخليط لمدة أربع دقائق لأجل إزالة طبقة الأوكسيد فوق الشرائح وكان تركيز الحوامض المستخدمة هو (70%) حامض النتريك و (99%) حامض الخليك و (49%) حامض الهيدروفلوريك علماً أن سمك الطبقة المزالة يعتمد على زمن التنميش الكيماوي (زمن بقاء العينة داخل الخليط).

بعد الانتهاء من عملية التنميش، غسلت العينات بكحول الإيثانول لإزالة الحوامض المتبقية على السطح وبعد ذلك جففت الشرائح. تم ترسيب غشاء رقيق من مادة الإنديوم على شرائح السيليكون لعملية الانتشار المحتث. تم ترسيب غشاء من الإنديوم بسمك (30nm) على شرائح السيليكون باستخدام منظومة التبخير الحراري نوع (Balzers BAE 370) عند فراغ (10^{-7}Torr) وثبتت العينات على ألواح زجاجية أبعادها ($1x1$)cm^2 لمنع حركة العينة أثناء التشعيع بالليزر. استخدم المجهر الضوئي (Metallux 3) لفحص العينات المشععة بالليزر وتم مشاهدة أثر نبضة الليزر من تصوير العيوب التركيبية المصاحبة لعملية التشعيع. استخدم المجهر الإلكتروني الماسح (SEM) من نوع (Stereo Scan 240) لدراسة طبوغرافية سطوح العينات. تم استخدام مطياف مفرق الطاقة (Energy Dispersion Spectra) (EDS) نوع (Link Analytical AN1000) المتوافق مع المجهر الإلكتروني الماسح (SEM) لمعرفة النسب المئوية للعناصر الداخلة في تركيب طبقة (InSi) المتكونة في ظروف

ISSN 1813-2065
Copyright © 2005 ISAREST. All rights reserved
Printed in IRAQ

تعليمـــات النشـــــر

في المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

تقديم المقالات والبحوث

تقدم المقالات والبحوث والرسائل إلى سكرتارية التحرير في المجلة على العنوان البريدي أو الإلكتروني التالي:

المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

إدارة التحرير
ص.ب. ٥٥١٥٩ – بغداد ١٢٠٠١ – العراق
البريد الإلكتروني: editor_ijap@yahoo.com

سكرتارية التحرير
ص.ب. ٥٥٢٤٨ – بغداد ١٢٠٠١ – العراق
البريد الإلكتروني: irq_appl_phys@yahoo.com

تقرير التقويم:

يتسلم المؤلف تقرير التقويم بعد استلامه مباشرة من المقومين. يقوم المؤلف (أو المؤلفون) بإعادة تقرير التقويم مع نسخة مصححة جديدة مطبوعة بنفس شروط التقديم الأولي ونسخة مطبوعة باستخدام برنامج (WORD) على قرص ممغنط حجم (3.5). أية إضافات على النص الأصلي للبحث دون إشعار المحرر يمكن أن تؤدي إلى رفض البحث.

استمارة نقل حقوق الطبع:

على مؤلف البحث ملء استمارة نقل حقوق الطبع إلى المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية بعد قبول البحث لضمان تناقل أوسع للمعلومات المقدمة فيه.

المستلات:

يتسلم المؤلف (أو المؤلفون) مستلات مجانية من البحث بعد نشره ، ويمكن طلب مستلات إضافية من هيئة تحرير المجلة وفق أجور محددة. بالنسبة للعدد الأول من المجلة، سوف يتسلم المؤلف الأول لكل بحث نسخة مجانية من العدد كاملاً.

إعداد النسخة الأولية:

يتم تقديم ثلاث نسخ من المقالة أو البحث إحداها أصلية إلى سكرتارية التحرير ووفقاً للتعليمات التالية:

- الطباعة على وجه واحد من ورق حجم A4 بتباعد مزدوج مع ترك هوامش ٢,٥ سم من كل اتجاه (أعلى – أسفل – يمين – يسار).
- طباعة النص بخط نوع Times New Roman حجم ١٢ نقطة مع مراعاة حجم الخط بالنسبة للعناوين
- يجب ألا يتجاوز حجم الرسالة ٥ صفحات والمقالة ٢٠ صفحة فيما يترك حجم المراجعة للمؤلف.
- يكون التقديم باللغتين العربية والإنجليزية للعدد الأول فقط ، فيما يكون التقديم للأعداد القادمة باللغة الإنجليزية فقط مع خلاصة باللغتين.
- يثبت المؤلف (أو المؤلفون) الاسم الثلاثي وجهة الانتساب والعنوان والبريد الإلكتروني الذي يعد ضرورياً لغرض المراسلات الخاصة بالبحث.
- لا تتجاوز الخلاصة العربية أو الإنجليزية ٢٠٠ كلمة
- تثبيت أربع كلمات مفتاحية (Keywords) على الأقل لغرض التبويب والفهرسة.
- يتم استخدام نظام الوحدات الدولية (SI) لكل الكميات والمقادير المستخدمة في البحث.
- تكتب المعادلات الرياضية بصيغة واحدة (خط مائل وبالرموز المعتمدة لتعريف الكميات) ويفضل استخدام محرر المعادلات في برنامج (WORD).
- تكون المصادر والرسوم والأشكال والجداول في صفحات منفصلة عن النص.
- يمكن تقديم الرسوم والأشكال بالألوان لأجل التقويم وتعاد بعد تقديم نسخ قابلة للاستخدام والطباعة بدرجة مناسبة من الوضوح والتمايز.
- تقرر هيئة التحرير نشر الرسوم والأشكال بالألوان إذا اقتضت الحاجة ذلك.
- تقدم الصور (إن وجدت) أصلية أو منسوخة بالماسح الضوئي (Scanner) بوضوح وتمايز عاليين.
- يتم بيان البرامجيات المستخدمة لرسم الأشكال البيانية (إن وجدت).
- تكتب عناوين المصادر وأسماء مؤلفيها وأسماء المجلات وسنة النشر والمجلد والعدد والصفحات (بداية–نهاية).
- يمكن أن يتم رفض استلام المقالة غير الخاضعة لتعليمات إعداد النسخة الأولية أعلاه.

المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية

المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية دورية عراقية فصلية علمية متخصصة تأسست عام ٢٠٠٤ وهي تصدر عن الجمعية العراقية لمصادر وتقنيات الطاقة البديلة والمستجدة، بغداد، العراق. تعنى المجلة بنشر المقالات والبحوث والرسائل في مجالات الفيزياء التطبيقية التالية:

- الاتصالات الرقمية والبصرية
- البصريات التطبيقية واللاخطية
- أشباه الموصلات والكهروبصريات
- فيزياء البلازما وتطبيقاتها
- فيزياء الحالة الصلبة وتطبيقاتها
- الفيزياء الكمية والأطياف
- فيزياء الليزر وتطبيقاته
- المواد والنبائط الإلكترونية
- الميكانيك التطبيقي والحراري

هيئة التحرير

أ.د. وليد خلف حمودي
رئيس التحرير
قسم العلوم التطبيقية
الجامعة التكنولوجية
بغداد ، العراق

أ.د. رائد عبد الوهاب إسماعيل
عضو هيئة التحرير
دائرة علوم وبحوث الفيزياء
وزارة العلوم والتكنولوجيا
بغداد ، العراق

أ.م.د. رعد عزاوي خميس
عضو هيئة التحرير
قسم العلوم التطبيقية
الجامعة التكنولوجية
بغداد ، العراق

د. ضياء توري رؤوف
عضو هيئة التحرير
قسم العلوم التطبيقية
الجامعة التكنولوجية
بغداد ، العراق

عدي عطا حمادي
مدير التحرير
ص.ب. ٥٥١٥٩ ،
بغداد ١٢٠٠١ ،
العراق

الهيئة الاستشارية

أ.د. السيد فرج
(الأغشية الرقيقة والكهروبصريات)
كلية الهندسة
جامعة المنوفية
مصر

أ.م.د. معتز شناسي عبد الوهاب
(المواد والنبائط الإلكترونية)
الهندسة الكهربائية والإلكترونية
الجامعة التكنولوجية
العراق

أ.د. فائز حسين البيرقدار
(فيزياء الليزر وتطبيقاته)
قسم العلوم التطبيقية
الجامعة التكنولوجية
العراق

أ.د. محمد عبد الزهرة حبيب
(الفيزياء الكمية)
دائرة علوم وبحوث الفيزياء
وزارة العلوم والتكنولوجيا
العراق

أ.م.د. ياتكو ساروف
(الخواص البصرية للمواد)
الأكاديمية البلغارية للعلوم
صوفيا
بلغاريا

أ.د. محمد صالح مهدي
(أطياف الليزر)
هندسة الليزر والكهروبصريات
الجامعة التكنولوجية
العراق

أ.م.د. صباح سعيد عبد النور
(فيزياء وتكنولوجيا المواد)
قسم العلوم التطبيقية
الجامعة التكنولوجية
العراق

أ.د. مازن مانونيل إلياس
(الفيزياء الإشعاعية والنووية)
معهد الليزر للدراسات العليا
جامعة بغداد
العراق

أ.م.د. عبد الله محسن سهيل
(فيزياء الليزر والكهروبصريات)
قسم الفيزياء، كلية العلوم
جامعة بغداد
العراق

أ.د. فريد فارس رشيد
(الفيزياء الطبقية والجزيئية)
هندسة الليزر والكهروبصريات
الجامعة التكنولوجية
العراق

أ.م.د. قيس عبد الستار النعيمي
(الاتصالات والبصريات اللاخطية)
قسم الفيزياء، كلية العلوم
جامعة بغداد
العراق

أ.م.د. خالد عبد الوهاب أحمد
(الفيزياء النووية والذرية)
قسم الفيزياء، كلية العلوم
الجامعة المستنصرية
العراق

د. منال جميل عبد الأمير
(هندسة الاتصالات الرقمية)
قسم الهندسة الإلكترونية والاتصالات
جامعة النهرين
العراق

د. محمد عبد الأمير حسين
(الميكانيك التطبيقي والحراري)
هندسة الليزر والكهروبصريات
جامعة النهرين
العراق

صيغ المساهمة

يشترط في المساهمات التي تقدم إلى المجلة أن تكون بحوث أصيلة لم يسبق نشرها أو تقديمها للنشر في أي مكان آخر أو رسائل موجهة إلى المحرر. تتم إحالة البحوث والمقالات المقدمة إلى التقويم من قبل أساتذة متخصصين داخل وخارج العراق لضمان أعلى مستوى علمي ولغوي ممكن.

الاشتراكات:

يمكن طلب الاشتراك في المجلة العراقية للفيزياء التطبيقية من خلال الاتصال بإدارة أو سكرتارية التحرير لغرض تثبيت العنوان الذي ترسل إليه نسخة العدد وطريقة دفع رسوم الاشتراك. المجلة مستعدة للإعلان عن المؤتمرات والندوات والملتقيات وأية نشاطات علمية أخرى من كافة أنحاء العالم.

الجمعية العراقية لمصادر وتقنيات الطاقة البديلة والمستجدة

رقم التصنيف العالمي ISSN 1813-2065
تطبع في العراق

IRAQI JOURNAL OF APPLIED PHYSICS

CONTENTS

VOLUME (1) , ISSUE (1), JANUARY 2005

HAZ extent analysis in fiber-reinforced plastic grooving by laser 1-7
Oday A. Hamadi

A line tuned TEM_{00} mode CW CO_2 laser 8-10
Faiz H. Al-Berkdar, Dayah N. Raouf, Falih H. Hamza

Optical response characterization of In_2O_3/c-Si prepared by spray pyrolysis 11-14
Raid A. Ismail, Omar A. A. Sultan

Laser-controlled photoluminescence characteristics of Si nanocrystallites produced by LIE 15-19
Bassam G. Rasheed

الخصائص التركيبية لانتشار الإنديوم في السيليكون بوساطة ليزر النيديميوم-ياك النبضي ١-٥ وليد خلف حمودي ، رنا أسامة مهدي

تأثير درجة حرارة الوسط الفعال على خصائص الخرج لليزر الصبغة النبضي بالتشغيل الحر ٦-٩ محمد عبد الكريم أحمد

تصميم وبناء وتشغيل منظومة ليزر CO_2 ذات المراحل المتعددة وبقطر تفريغ كبير ١٠-١٤ ضياء نوري ، نجم الربيعي ، سهى النصار

تأثير الكبح للأوكسجين على أطياف الامتصاص والفلورة لصبغتي R6G وRB في مذيب الإيثانول ١٥-١٩ هيثم مولود ، محمد تقي حسين ، صبري جاسم لفتة