مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (18) العدد (5) 1996
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research –Basic Science Series Vol. (18) No (5) 1996

الانكسار المضاعف الضوئي للوسط المحرض بواسطة حزمة ضوئية ليزرية عالية الطاقة

الدكتور أنور الدويري*

(قبل للنشر في 1995/11/7)

□ الملخص □

تتركز الأفكار الأساسية الواردة في هذا البحث حول الإبداعات الفيزيائية والتقنية الجديدة التي وجدت نتيجة اختراع الليزر، سنوجه الاهتمام إلى دراسة الانكسار المضاعف المحرض بنبضة ليزرية نصف عرضها الطيفي 15ns صادرة عن ليزر ياقوتي نبضي والمحلل بوساطة حزمة ليزرية أرغونية مستمرة.

واعتماداً على هذه الدراسة من أجل السوائل المدروسة نحسب الوسطاء الجزيئية التالية: ثوابت الانكسار المضاعف، الاستقطاب الفعال، والانكسار الجزيئي. ومن خلال دراسة العلاقة الحرارية للانكسار المضاعف الضوئي نحدد العلاقة الحرارية لاختلاف المناحي الجزيئي ونحسب القيمة الوسطى لفوق الاستقطاب الضوئي ثنائي المرتبة.

* مدرس في قسم الفيزياء – كلية العلوم – جامعة تشرين – اللاذقية – سورية.

مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية - سلسلة العلوم الأساسية المجلد (18) العدد (5) 1996
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research –Basic Science Series Vol. (18) No (5) 1996

Optically Induced Birefringence by High Optical of a Laser Beam

Dr. Anwar AL-DOIARI*

(Accepted 7/11/1995)

❐ ABSTRACT ❐

The main theme of this paper will concentrate on the new physical and technical ideas generated by lasers. We will draw the attention to the study of optically induced birefringence by a 15 ns ruby laser pulse and analyzed by means of a cw argon laser beam.

On the basis of this study we calculated the following molecular parameters of the liquids studied: the molar birefringence constants, the effective optical polarizability, and molar refraction. From the study of temperature dependence of optical birefringence we determined the temperature dependence of the effective molecular anisotropy and calculated the mean value of the second order optical hyperpolarizability.

* Lecturer at Physics Department, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

1- مقدمة:

من المعروف أن الخواص الضوئية للأجسام، المعرّضة لتأثير حقل كهربائي قوي تخضع لتغيرات، حيث يمكن أن تحدث هذه التغيرات في الأجسام الضوئية متماثلة المناحي (غازات، سوائل، أجسام صلبة) كما يمكن أن تحدث أيضاً في البلورات التي لها صفات اختلاف المناحي الضوئي.

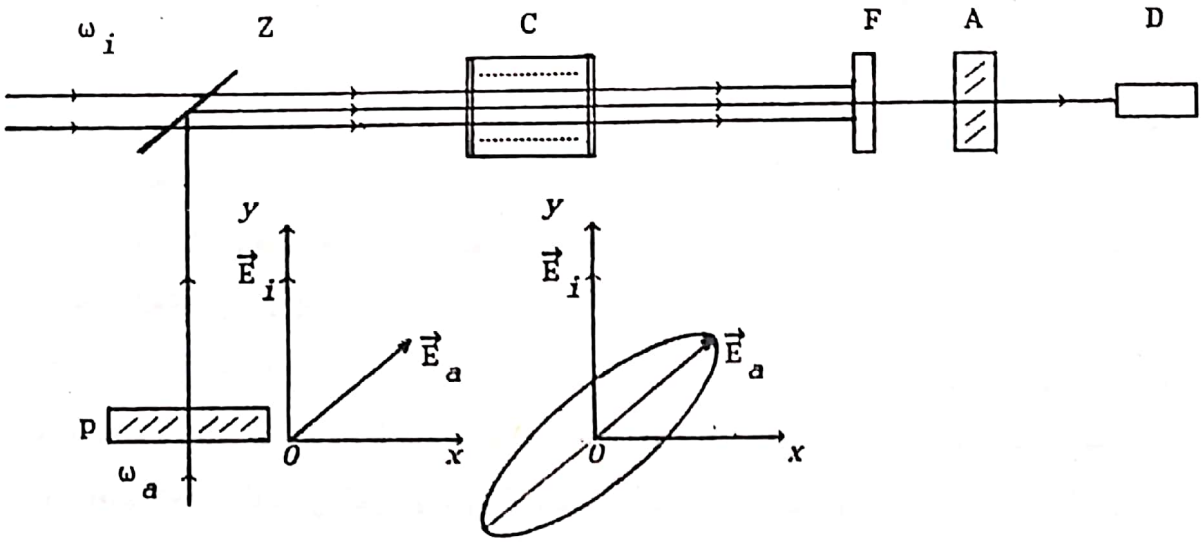
لقد لاحظ ظاهرة الانكسار المضاعف المحرض بوساطة حقل كهربائي لأول مرة في الزجاج العالم كير Keer[1] في عام 1875. إن معيار الانكسار الضوئي المحرض عبارة عن الفرق $n_{\parallel}$-$n_{\perp}$ بين قرائن انكسار الضوء من أجل الاهتزازات الضوئية الموازية ($n_{\parallel}$) والعمودية ($n_{\perp}$) على اتجاه الحقل الكهربائي الخارجي $\vec{E}$. وهي إحدى الظواهر التي يمكن بوساطتها تحديد المقادير الميكروسكوبية المميزة للخواص الضوئية والكهربائية لذرات وجزيئات الوسط المدروس، وصياغة النتائج المتعلقة أيضاً بالتأثيرات المتبادلة بين الجزيئات.

إن أول اختبار ضوئي لظاهرة الانكسار المضاعف، المعروفة أيضاً بظاهرة كير Keer الضوئية (Optical Keer Effect أو OKE) كان قد أنجز بوساطة ماير Mayer وكيريس Gires[2]. حيث استخدما في هذا الاختبار حزمة محرضة للانكسار المضاعف طول موجتها $\lambda_i = 694.3nm$، متولدة عن ليزر ياقوتي ومقاسة (محللة) بوساطة حزمة ضوئية موجتها $\lambda_a = 500nm$.

لقد استخدمت في البداية نبضات ليزرية من مرتبة النانو ثانية لتحريض ظاهرة OKE مع منابع ضوء كلاسيكية أو منابع ليزرية لتحليلها، وفيما بعد نجح استخدام نبضات البيكوثانية والفيمتوثانية في تحريض ظاهرة OKE وحزم ضوئية ليزرية مستمرة في تحليلها.

2- طريقة قياس الانكسار المضاعف الضوئي المحرض للوسط:

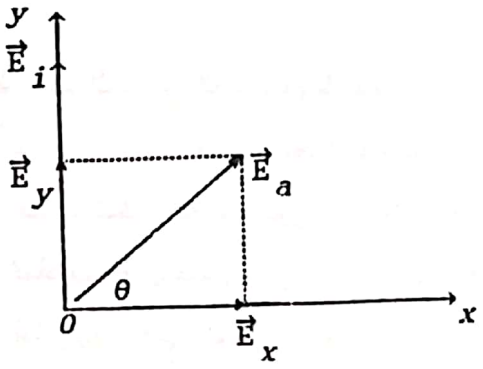
لنفرض أنه على سائل متماثل المناحي تسقط فقط الحزمة الضوئية الليزرية ذات التواتر الزاوي ω_a والمستقطبة خطياً. تدخل الحزمة عبر السائل C والمرشح F وتنطفئ بواسطة المحلل A المتعامد مع المقطب P. يمتص المرشح فقط الحزمة الليزرية ذات التواتر الزاوي ω_i المحرضة للظاهرة. إذا وجهنا على السائل حزمة ضوئية شديدة مستقطبة خطياً ومحرضة للانكسار المضاعف عندئذٍ فإن استقطاب الحزمة المحللة بعد الانتقال عبر الخلية يتغير من خطي إلى إهليلجي كما في الشكل (1).



الشكل (1): الانكسار المضاعف للوسط المحرض بشعاع ليزري عالي الطاقة

C السائل المدروس، F مرشح، P مقطب، A محلل، D مكشاف، Z مرآة نصف نفوذة، $\vec{E}_a$ شعاع الحقل الكهربائي للحزمة المحللة ذات التواتر الزاوي $\vec{E}_i, \omega_i$ شعاع الحقل الكهربائي للحزمة المحرضة ذات التواتر الزاوي ω_i.

نستطيع الآن إثبات هذه الظاهرة تحليلياً كما يلي: لنفرض أن الحزمة الليزرية المحرضة مستقطبة خطياً وفق المحور oy كما في الشكل (2).



الشكل (2)

والحزمة الضوئية الليزرية المحللة مستقطبة خطياً وفق منحى يصنع الزاوية θ مع المحور ox، لنفرض أن:

$$E_a = E_0 \cos\omega_a t \qquad (1)$$

حيث: E_0 سعة الحزمة المحللة، t الزمن، ولتكن $\vec{E}_x$ و $\vec{E}_y$ مركبات الحقل $\vec{E}_a$ في الجملة oxy التي تكتب على الشكل:

$$\left.\begin{aligned} E_x &= E_a \cos\theta \\ E_y &= E_a \sin\theta \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

وإذا أخذنا بعين الاعتبار العلاقة (1) نجد:

$$\left.\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos\theta\cos\omega_a t \\ E_y &= E_0 \sin\theta\cos\omega_a t \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

لتكن $n_{\parallel}$ و $n_{\perp}$ قرائن انكسار الضوء المحلل في الوسط المدروس والمستقطب خطياً على التوالي بشكل موازي وعمودي على المحور oy، ولتكن ℓ_0 المسافة التي يقطعها الضوء في هذا الوسط، لذلك فإن أزمنة انتقال الضوء عبر الوسط بشكل موازي وعمودي على المحور oy تساوي على التوالي:

$$\left.\begin{aligned} t_1 &= \frac{\ell_0}{v_{\parallel}} = \frac{\ell_0}{C/n_{\parallel}} = \frac{\ell_0 n_{\parallel}}{C} \\ t_2 &= \frac{\ell_0}{v_{\perp}} = \frac{\ell_0}{C/n_{\perp}} = \frac{\ell_0 n_{\perp}}{C} \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

حيث $v_{\parallel}$ و $v_{\perp}$ عبارة عن سرعة الضوء المستقطب على التوالي بشكل موازي وعمودي على المحور oy و C سرعة الضوء في الخلاء.

نستطيع الآن بالاستفادة من مجموعة العلاقات (3) و(4) حساب قيم المركبات E_x و E_y عند الخروج من الخلية:

$$\left.\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos\theta\cos\left(\omega_a \ell_0 n_{\perp}/C\right) \\ E_y &= E_0 \sin\theta\cos\left(\omega_a \ell_0 n_{\parallel}/C\right) \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

إذاً بعد الخروج من الخلية يوجد فرق في الطور φ بين المركبات المستقطبة والمتعامدة فيما بينها أي:

$$\left.\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos\theta\cos\left(\omega_a t + \varphi\right) \\ E_y &= E_0 \sin\theta\cos\omega_a t \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

بالاستفادة من العلاقتين (5) نحصل على فرق الطور φ ويساوي:

$$\varphi = \omega_a \frac{\ell_0 n_{\parallel}}{C} - \omega_a \frac{\ell_0 n_{\perp}}{C} = \frac{2\pi}{\lambda_a}\left(n_{\parallel} - n_{\perp}\right)\ell_0 \qquad (7)$$

حيث λ_a طول موجة الحزمة المحللة. بحذف الزمن t من العلاقتين (6) نحصل على معادلة القطع الناقص:

$$\frac{E_x^2}{\cos^2\theta}+\frac{E_y^2}{\sin^2\theta}-\frac{2E_xE_y\cos\varphi}{\sin\theta.\cos\theta}=\left(E_0\sin\varphi\right)^2 \qquad (8)$$

نلاحظ أن هذه العلاقة تقبل أبسط شكل عندما $\cos\theta = \sin\theta$ وبالتالي من أجل $\theta = 45^\circ$ نحصل على العلاقة التالية:

$$E_x^2+E_y^2-2E_xE_y\cos\varphi=\frac{1}{2}\left(E_0\sin\varphi\right)^2 \qquad (9)$$

لتكن OXY جملة محورين إحداثيين جديدين ناتجين عن دوران محوري الجملة القديمة oxy بالزاوية $\theta = 45^\circ$، لذلك فإننا نجد اعتماداً على علاقات دوران المحاور:

$$E_x=E_X\cos\theta-E_Y\sin\theta$$
$$E_y=E_X\sin\theta+E_Y\cos\theta$$

وبالتالي فإن:

$$\left.\begin{aligned}E_x&=\left(E_X-E_Y\right)/\sqrt{2}\\E_y&=\left(E_X+E_Y\right)/\sqrt{2}\end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

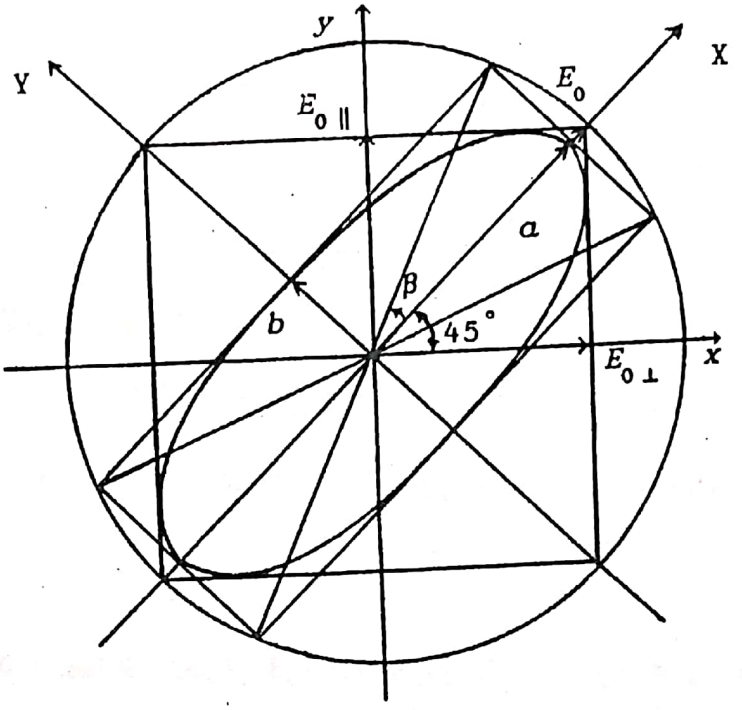
بتعويض مجموعة العلاقتين (10) في العلاقة (9) نحصل في جملة الإحداثيات الجديدة OXY على العلاقة التالية:

$$2E_X^2\left(1-\cos\varphi\right)+2E_Y^2\left(1+\cos\varphi\right)=\left(E_0\sin\varphi\right)^2$$

أو

$$\frac{E_X^2}{\left(E_0\cos\frac{\varphi}{2}\right)^2}+\frac{E_Y^2}{\left(E_0\sin\frac{\varphi}{2}\right)^2}=1 \qquad (11)$$

نستنتج من ذلك أنه إذا كانت الأشعة الكهربائية للحزمة المحرضة والمحللة تصنع فيما بينها زاوية 45° فإنه عند الخروج من الخلية يصبح الضوء مستقطباً بشكل إهليلجي كما في الشكل (3). لتكن E_0 سعة اهتزاز الضوء الخارج من المقطب P. ينقسم الشعاع الضوئي المار عبر وسط الاهتزاز إلى شعاعين: شعاع عادي ذو سعة اهتزاز $E_{0\perp}$ وآخر شاذ ذو سعة اهتزاز $E_{0\parallel}$.



الشكل (3)

مع العلم أن كل شعاع من الشعاعين مأخوذ بمفرده هو شعاع مستقطب خطيـــاً، إلا أن اتجاهي الاهتزازتين متعامدان، وكلاهما يتبع المسار نفسه إلا أنهما يسيران بسرعتين مختلفتين داخل السائل. ولدى بروزهما من الخلية يختلف طور الشعاعين وينتج عنهما ضوء مســـتقطب إهليلجياً. نلاحظ أن أطوال أنصاف محاور القطع الناقص تساوي:

$$a = E_0 \cos\frac{\varphi}{2}, \quad b = E_0 \sin\frac{\varphi}{2}$$

ويمكننا بتدوير المحلل بزاوية β أن نجد له وضعاً ينعدم فيه الضوء النافذ من الخليـــة تمامـــاً وهذه الزاوية ترتبط مع الزاوية φ بالعلاقة:

$$\mathrm{tg}\beta = \frac{b}{a} = \frac{E_0 \sin\frac{\varphi}{2}}{E_0 \cos\frac{\varphi}{2}} = \mathrm{tg}\frac{\varphi}{2}$$

أو

$$\beta = \frac{\varphi}{2} \qquad (12)$$

تتعين شدة الضوء I المار عبر المحلل A بوساطة مربع سعة الاهتـزازات الموافقـة لاتجاه توضع المحلل. وبشكل خاص عندما يكون المحلل متصالباً مع المقطـب P فـإن شـدة الضوء تعطى بالعلاقة:

$$I_{\perp} = b^2 = E_0^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} = I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \qquad (13)$$

وعندما يكون المحلل A عند المخرج موازياً للمقطب P، فإن شدة الضوء تساوي:

$$I_{\parallel} = a^2 = E_0^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} = I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \qquad (14)$$

بالاستفادة من العلاقتين (13) و(14) نحصل على العلاقة:

$$\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = tg^2 \frac{\varphi}{2} = tg^2 \beta \qquad (15)$$

نستطيع من هذه العلاقة حساب الزاوية β وفرق الطور φ وذلك بقياس شدة الضـوء $I_{\perp}$ و$I_{\parallel}$.

3- ثوابت الانكسار المضاعف الضوئي للوسط المحرض بشعاع ليزري عالي الطاقة:

لقد تمّ تحديد ثابت الانكسار المضاعف تجريباً وفق العلاقة التالية:

$$B(\lambda_a, \lambda_i) = \frac{n_{\parallel}(\lambda_a) - n_{\perp}(\lambda_a)}{\lambda_a \langle E(\lambda_i) \rangle^2} \qquad (16)$$

حيث $n_{\parallel}(\lambda_a)$, $n_{\perp}(\lambda_a)$ قرائن انكسار الضوء من أجل اهتـزاز شـعاع الحقـل الكهربـائي للحزمة الليزرية المحللة للظاهرة (ذات طول الموجة λ_a) الموازية والعمودية علـى التـوالي على اهتزاز شعاع الحقل الكهربائي $E(\lambda_i)$ للحزمة المحرضة لظاهرة الانكسـار المضـاعف (ذات طول الموجة λ_i)، أما المقدار $\langle E(\lambda_i) \rangle^2$ فيمثل شدة الحزمة المحرضـة. يصـف هـذا الثابت الخواص الماكروسكوبية للوسط، بينما المسؤول عن خواص الوسط الميكروسكوبية فهو ثابت الانكسار المضاعف الجزيئي $B_m(\lambda_a, \lambda_i)$، الذي يتعلق بالوسـطاء التـي تصـف ذرات وجزيئات الوسط المدروس. فمن أجل الأوساط الكثيفة يرتبط هـذان الثابتـان وفـق العلاقـة التالية[3،4،5]:

$$B_m(\lambda_a \lambda_i) = 54 n_a . \lambda_a . M.B. (n_a^2 + 2)^2 . (n_i^2 + 2)^2 . d^{-1} \qquad (17)$$

حيث M الكتلة الجزيئية للوسط المدروس و d كثافته المطلقة.

تتعلق القرائن المعينة تجريبياً وثابت الانكسار المضاعف الضوئي الجزيئـي بنمـوذج الحقل الداخلي المطبق على الجزيئة وبطريقة تحديد الطاقة الكامنة للجزيئة المعرضـة لتـأثير

الحقل الضوئي $E(\lambda_i)$. لقد فرضنا في العلاقة (17) أن الحقل الداخلي F معين حسب تقريب لورانتز Lorantz[6] من أجل تجويفة كروية بالعلاقة:

$$F = \frac{n_i^2 + 2}{3} E(\lambda_i) \qquad (18)$$

يؤخذ الفرق بين الحقل الخارجي والحقل الداخلي في ظاهرة الانكسار المضاعف المحرض مرتين: الأولى عند دراسة تصرف الذرات والجزيئات في الحقل الضوئي والثانية عند دراسة الانكسار المضاعف للحزمة المحللة، وهذا سبب ظهور عامل لورانتز في العلاقة (17) مرتين:

إذا أخذنا بعين الاعتبار في المقياس الماكروسكوبي الظواهر الجزيئية التي تؤدي إلى حدوث الانكسار المضاعف المحرض للوسط، فإنه يمكن كتابة الثابت B_m على شكل مجموع ثلاثة حدود[7،8،9،10]:

$$B_m(\lambda_a, \lambda_i) = B_m^{NL}(\lambda_a, \lambda_i) + B_m^{RT}(\lambda_a, \lambda_i) \qquad (19)$$

يحدد الأول المساهمة في OKE الناتجة عن تشوه الغمامة الالكترونية اللاخطي للذرات أو الجزيئات في الحقل الضوئي ويحدد الثاني مساهمة اتجاهاتها في هذا الحقل أما الثالث فيعبر عن مقدار ما تزود به OKE من توزع جديد للذرات أو الجزيئات في الوسط المعطى. بما أنه لا يمكن قياس قيم الحدود المستقلة B_m^{OR} و B_m^{RED} المرتبطة بالاتجاه الجديد وانتقال الجزيئات في الحقل الضوئي تجريبياً، لذلك يجب أن نفرض $B_m^{OR} + B_m^{RED} = B_m^{RT}$ كون الثابت B_m^{RT} مقدار قابل للقياس تجريبياً وهذا يبسط العلاقة (19) إلى الشكل:

$$B_m(\lambda_a, \lambda_i) = B_m^{NL}(\lambda_a, \lambda_i) + B_m^{RT} + (\lambda_a, \lambda_i) \qquad (20)$$

يتعلق المقدار B_m^{NL} بالخواص اللاخطية للذرات أو الجزيئات المحددة بواسطة تنسور فوق الاستقطاب ثنائي المرتبة $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$[11،12] وبالتأثيرات بين الجزيئات التي تلعب دوراً هاماً في العمليات اللاخطية لتشوه الغمامة الإلكترونية حتى في الأوساط الغازية أحادية الذرة، (المعروفة بظاهرة التشوه اللاخطي لفويكت Voigt) لذلك يمكن أن نكتب بشكل عام[13]:

$$B_m^{NL}(\lambda_a, \lambda_i) =_0 B_m^{NL} +_{odd} B_m^{NL} \qquad (21)$$

حيث يمثل الحد الأول ظاهرة فويكت Voigt في الحالة التي من أجلها لا تحدث في الوسط تأثيرات متبادلة، بينما جميع أنواع التأثيرات المتبادلة يمكن التعبير عنها بالحد الثاني من العلاقة (21). إذا أهملنا تبدد تنسور الاستقطاب الضوئي الخطي $C_{\alpha\beta}$ وتنسور فوق الاستقطاب ثنائي المرتبة وفرضنا قيمته الوسطى $C = \frac{1}{5} C_{\alpha\alpha\beta\beta}$ عندئذ نجد:

$${}_0B_m^{NL} = \frac{4}{9} \pi N_A C \qquad (22)$$

حيث N_A عدد أفوكادرو. إن تأثير المقدار B_m^{NL} على الثابت $B_m^{NL}(\lambda_a,\lambda_i)$ يختلف باختلاف نوع السائل المدروس ويمكن أن يساوي بضع إلى عدة عشرات بالمئة[14] من أجل السوائل المؤلفة من جزيئات ذات عزوم كهربائية ثابتة وغير كبيرة (بشكل رئيسي ثنائيات أقطاب ورباعيات أقطاب) والمتميزة باختلاف مناحي ضوئي صغير، وبتقريب أولي يمكننا إهمال تأثير التفاعلات بين الجزيئات على B_m^{NL} عندئذٍ تنبسط العلاقة (21) إلى الشكل:

$$B_m^{NL}(\lambda_a,\lambda_i)=\frac{4}{9}\pi N_A C \qquad (23)$$

يصف الثابت $B_m^{RT}(\lambda_a,\lambda_i)$ ظاهرة الاتجاه الجديد للجزيئات في الحقل الضوئي (ظاهرة لانجيفان Langevin[15]) وتأثير الظواهر الإحصائية-الجزيئية على OKE وبشكل عام نستطيع أن نكتب:

$$B_m^{RT}(\lambda_a,\lambda_i)=\frac{4\pi N_A}{45kT}\Gamma^2(\lambda_a,\lambda_i) \qquad (24)$$

حيث k ثابت بولتزمان وΓ اختلاف المناحي الضوئي الفعال وهي صفة مميزة لاختلاف المناحي الضوئي الجزيئي للجزيئات المغمورة في السائل. إذا أخذنا بعين الاعتبار ظاهرة فويكت Voigt، عندئذٍ (عملاً بالفرضيات أعلاه المتعلقة بخواص الجزيئات والتأثيرات فيما بينها) يمكن كتابة الانكسار المضاعف للوسط المحرض بحزمة ضوئية ليزرية عالية الطاقة كتابع لدرجة حرارة الوسط المطلقة T وفق العلاقة التالية:

$$B_m(\lambda_a,\lambda_i)=\frac{4}{9}\pi N_A C+\frac{4\pi N_A}{45kT}\Gamma^2(\lambda_a,\lambda_i) \qquad (25)$$

وهذا يكتب بالشكل المبسط: $B_m(\lambda_a,\lambda_i)=a+bT^{-1}$ حيث:

$$b=(4\pi N_A/45k)\Gamma^2(\lambda_a\lambda_i)\ ,\ a=\frac{4}{9}\pi N_a C \qquad (26)$$

إذا درسنا علاقة $T.B_m(\lambda_a,\lambda_i)$ بدرجات الحرارة أو $B_m(\lambda_a\lambda_i)$ بمقلوب درجات الحرارة نستطيع حساب كل من a و b والحصول على قيم B_m^{NL} و B_m^{RT} و C و Γ^2.

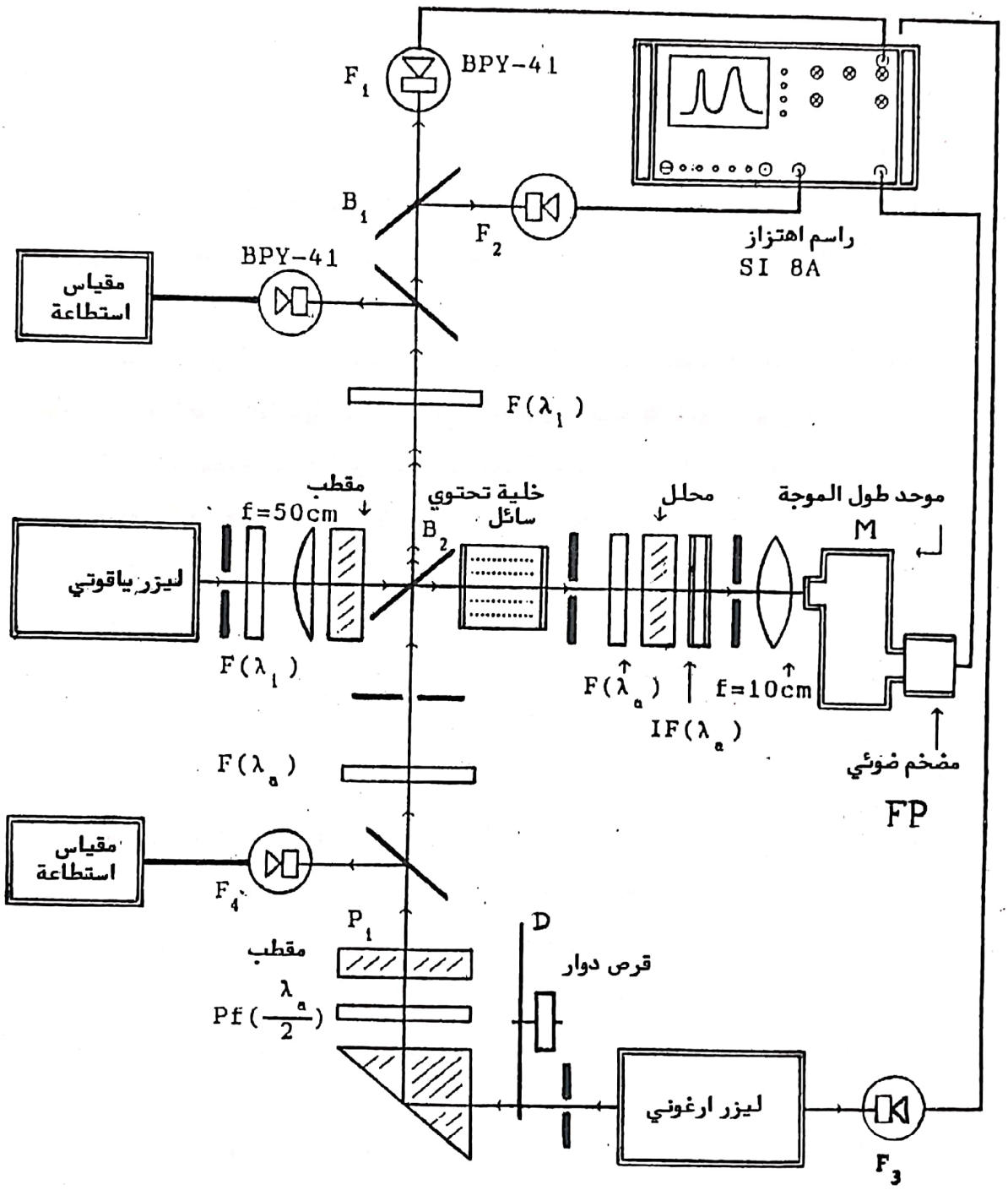
4- أجهزة القياس وطريقة الحساب:

يستخدم لتحليل ظاهرة OKE ليزر أرغوني ذو حزمة مستمرة ذات طول موجة $\lambda_a = 488nm$ واستطاعتها حوالي 100mw مستقطبة في المستوى الأفقي لذلك فإن الصفيحة نصف الموجية pf تعيد مستوى الاستقطاب إلى المستوى الشاقولي. بعد ذلك يخضع الاستقطاب إلى عمليات ضبط إضافية بواسطة المقطب P_1. تمر الحزمة عبر خلية القياس بعد أن تنعكس على صفيحة ضوئية مفرقة B_2 لتصل إلى منظمة الكشف المؤلفة من المحلل A وموحد طول الموجة M والمضخم الضوئي FP الموصول مع القناة الثابتة لراسم الذبذبة.

يستخدم لتدريج الجملة الكاشفة القرص الدوار D ذو الثقب الصغير الذي يسمح بالحصول على نبضات ليزرية من الحزمة المحللة بزمن استمرار حوالي 25µs. يحرر خلال عملية التـدريج راسم الاهتزاز SI8A بواسطة المكشاف الضوئي F_3، كما يوضع في طريق الحزمة المحللـة مقياس استطاعة للمحافظة على شدة الحزمة.

للحصول على نبضات ضوئية ليزرية عملاقة تستخدم التعديلة الخاملة لجودة المجاوب الضوئي وذلك باستخدام مسحوق الكريبتو سيانين الذي يذاب في الميتانول، ثم توضـع الخليـة الحاوية على هذا المحلول داخل المجاوب الضوئي لليزر الياقوتي وتحرف قليلاً عـن وضـع التوازي مع الحزمة الليزرية كي لا يحصل نتيجة الانعكاس على جدرانها إثارة أنماط ليزريـة جديدة.

يعطي الليزر الياقوتي النبضي حزمة ضـوئية ليزريـة نبضـية ذات طـول موجـة 694.3nm وكثافة استطاعتها حوالي $20MW.cm^{-2}$ ونصف عرضها الطيفي يقـارب 15ns تتكرر كل 45s. تُجَمّع حزمة الليزر بواسطة عدسة بعـدها المحرقـي 50cm الشـكل (4)، وتوضع العدسة في مكان بحيث يكون محرقها خارج الخلية الممتلئة بالسائل المدروس.



الشكل (4): مخطط أجهزة القياس المستخدمة في دراسة ظاهرة الانكسار المضاعف الضوئي للوسط المحرض بحزمة ضوئية ليزرية عالية الطاقة.

يطرأ على الاستقطاب الخطي للحزمة الليزرية المحرضة عملية ضبط إضافية بواسطة المقطب G نموذج Glan. تمتص المرشحات $F(\lambda_a)$ و$IF(\lambda_a)$ الحزمة الليزرية المحرضة فقط. يوجه جزء من الحزمة الليزرية المحرضة عبر الصفيحة الضوئية المفرقة B_1 بواسطة مكشاف سريع F_2 الموصول مع القناة الأولى لراسم الاهتزاز.

تُحدد أولاً العلاقة الحرارية لقرائن انكسار الضوء n_a وn_i من أجل المواد المدروسة في مجال معين من درجات الحرارة باستخدام الحزمتين الليزريتين المحللة والمحرضة لظاهرة OKE، ثم تُحدد العلاقة الحرارية لكثافة السوائل المطلقة (d) في مجال درجات الحرارة السابقة. يُنفذ من أجل كل درجة حرارة من 10 إلى 20 قياس للظاهرة وذلك بقياس سعة النبضة المعطاة على راسم الاهتزاز من المضخم الضوئي ثم تُحسب بعد ذلك في درجة حرارة الغرفة قيم ثوابت الانكسار المضاعف النسبية B_w (بالنسبة للبنزن) اعتماداً على العلاقة التالية:

$$B_w = \frac{n_i\ (\text{سائل})}{n_i\ (\text{بنزن})} \times \frac{\beta\ (\text{سائل})}{\beta\ (\text{بنزن})}$$

حيث β زاوية دوران المحلل. أما ثابت الانكسار المضاعف المحرض فيحسب اعتماداً على العلاقة $B = B_0.B_w$ حيث $B_0 = 63{,}2.10^{-9}\ cm^2.erg^{-1}$ للبنزن، ثم يحسب ثابت الانكسار المضاعف الجزيئي من العلاقة (17) ومن ثم يتم تحديد كل من قيم a و b الواردة في العلاقة (25) وبالتالي يتم تعيين قيم B_m^{NL} و B_m^{RT} و C وΓ^2

5- النتائج والمناقشة:

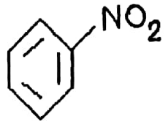
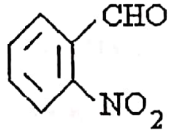
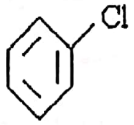
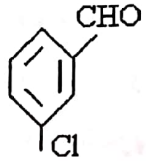
تتمتع المواد السائلة المدروسة بثوابت انكسار مضاعف كبيرة نسبياً بالقياس مع البنزن مما يُسهل عملية قياس التغير الحراري لهذه الثوابت. ومن المعروف[16] أن ظاهرة OKE تحدث بشكل كبير في المواد التي تملك جزيئاتها الإلكترونات P المتميزة بحركة كبيرة، وبفضل ذلك يحرض الحقل الكهربائي في هذه الجزيئات عزم ثنائي أقطاب شديد. تنتمي إلى مثل هذه المواد المركبات العطرية، حيث توجد الإلكترونات P في حلقة البنزن، وتعتبر مركبات مؤلفة من جزيئات تحدث فيها روابط كيميائية غير مشبعة، أو روابط ذات صفات الروابط غير المشبعة، مثل رابطة كربون-أكسجين في المركبات الألدهيدية.

لقد بيّنت اختبارات الانكسار المضاعف الضوئي في الحالة السائلة والغازية لمجموعة من المواد أن هذه الظاهرة الموافقة لجزيئة واحدة أكبر بكثير في الحالة الغازية (التي تكون فيها التأثيرات الجزيئية ضعيفة) منها في الحالة السائلة. ينتج من ذلك أنه عند الاقتراب من الحالة الغازية فإن البنية الأساسية للمادة تخضع للتشوه[17]. يمكن بالاستفادة من هذه الفرضيات أن نتوقع أن انحراف العلاقة الحرارية لـOKE عن العلاقة T^{-1} تشهد على

تغيرات اختلاف المناحي الضـــوئي الفعـــال (Effective optical anisotropy) لجزيئـــات الوسط المدروس وبالتالي على تغيرات بنية المادة.

إن الاختبارات الحرارية لظاهرة الانكسار المضاعف المحرض للوسط بحزمة لزريـــة عالية الطاقة جعلت من الممكن تحديد المقادير اللاخطية لظـــاهرة فويكـــت Voigt وظـــاهرة الاتجاه والتوزع الجديد الجزيئي، ومن ثم حساب قيم اختلاف المناحي الضوئي الفعال والقـــيم الوسطى لفوق الاستقطاب ثنائي المرتبة كما هو مبين في الجدولين (1) و(2)[16،17].

الجدول (1): القيم النسبية B_w والمطلقة B لثوابت الانكسار المضاعف وثابت الانكسار المضاعف الجزيئي B_m محسوبة في الدرجة $20^{\circ}C$.

$B_m \times 10^{12}$ $[cm^6.erg^{-1}]$	$B \times 10^9$ $[cm^2.erg^{-1}]$	B_w	السائل	
86,71	63,2	1,00	البنزن	1
296,86	264,61	4,32	 نيتروبنزن	2
337,96	271,95	4,92	 2- نيتروبنزألدهيد	3
176,85	149,55	2,84	 كلور البنزن	4
317,92	262,87	4,37	 3- كلوربنزألدهيد	5

الجدول (2): النسبة المئوية لثوابت الانكسار المضاعف اللاخطية B_m^{NL} / B_m ، الاستقطاب اللاخطي C واختلاف المناحي الضوئي الفعال Γ^2 من أجل السوائل المدروسة.

	السائل	$C\times10^{36}$ $[cm^6.erg^{-1}]$	$\Gamma^2\times10^{48}$ $[cm^6]$	$[B_m^{NL}/B_m]\%$
1	بنزن	6,17	15,07	7,6
2	نيتروبنزن	13,91	68,95	4,2
3	2- نيتروبنزألدهيد	109,82	27,87	27,5
4	كلور البنزن	14,96	40,32	7,6
5	3- كلوربنزألدهيد	39,54	73,45	10,8

6- الخاتمة:

1- يبرز هذا البحث طريقة مبتكرة على الصعيد التطبيقي والنظري في تعيين ثوابت فيزيائية جديدة لها أهميتها الواضحة في تحديد ماهية المادة.

2- لقد فتحت هذه الدراسة آفاقاً جديدة لليزر وتطبيقاته في مجال الفيزياء والكيمياء.

3- إن معرفة ثوابت الانكسار المضاعف الضوئي المحرض لوسط معين ومعرفة أطوال أمواج الحزم الليزرية المستخدمة في قياس هذه الثوابت تقودنا إلى معرفة الوسط ومعرفة المزيد عن خواصه الفيزيائية والكيميائية.

4- إن دراسة تغيرات ثوابت الانكسار المضاعف الضوئي المحرض للوسط بتغير درجات الحرارة تمكننا من تعيين بعض المقادير الفيزيائية اللاخطية.

5- إن البحث في هذا المجال لا يزال في بداياته الأولى ويجب أن يستمر لمتابعة تعيين ثوابت الانكسار المضاعف الضوئي المحرض لمختلف المواد السائلة والغازية ومن ثـم تبويبهـا في جداول خاصة تساهم إلى حدٍ ما في معرفة المزيد عن المادة وبنيتها.

REFERENCES المراجع

[1]- J. Kerr, Phil. Mgg., 50, 337, 447, 446, (1875); 8, 85, 229 (1879); 13, 153 (1882).

[2]- G. Mayer, f. Gires, Co. pt. Rend. Acad. Sci., 258, 2039 (1969).

[3]- S. Kielich, Proc. Phys. Soc., 90, 84)1967).

[4]- S. Kielich, I.R. balanne, F. B. Marin, T. physique, 33, 191 (1972).

[5]- S. Kielich IEEE J, Quantum, Electronics, QE-4, 744 (1968);(1972).

[6]- H.A. Lorantz, "The Theory of Elictron", Leipzig 1909.

[7]- S. Keilich, Acta Phy. Polon., 30, 683 (1966); 34, 1093 (1968.

[8]- A.K. Burnhom, J. Chem. Phys. 73, 4822 (1980).

[9]- J.F. Reintjes, Nonlinear Optical Parametric processes in liquids and gasses, Academic Pross. Inc., 1984.

[10]- S. Kielich, J.R. Lalanne, F.B. Nartin, J. Phys. (France) 33, 191 (1972).

[11]- A. Piekara, "Nowe oblicze optyki", PWN, Warszawa 1968.

[12]- Langevin, Le Radium, 7, 270 (1910).

[13]- S. Kielich, S. Woz'niak, Acta Phys. Polon., A39, 233 (1971).

[14]- S. Kielich, "Molekularna optyka nielimowa", PWN, Qarszawa-Poznan' 1977.

[15]- S. Wozruak "Spectroskopia wieldofotonowa" pod. red. S. Kielicha, Str. 101, UAM, Poznan', 1981.

[16]- Z. Blaszczak and P. Gauden, Europhysics Conference Abstracts; 13D, Part II, P2, 59, Dresden 1992.

[17]- Z. Blaszczak, Acta Phys. Polon., A88, 656 (1993).