تأثر وسائط نبضات الخرج لبلورة تيتان- الياقوت الأزرق بتغير استطاعة الضخ لليزر نيوديميوم- ياغ

محمد الكوسا و يوسف سلمان

قسم الفيزياء ـ كلية العلوم ـ جامعة دمشق ـ سورية

تاريـخ الإيداع 2009/03/05

قبل للنشر في 2009/11/03

الملخص

جرى تطوير نموذج رياضي يصف الإصدار الديناميكي لليزر الضخ (Nd^{3+} *-YAG*) مع مفتاح الجودة (Q-switched) وبلـورة لاخطيـةKTP (مـضاعف تـواتر)، وبلـورة تيتـان – اليـاقوت الأزرق (Ti:sapphire) المقترنة أيضاً مع بلورة لاخطية والمضخوخة بالتوافقية الثانية أو بالمـدروج الثـاني (Second Harmonic Wave) لفوتونات الإصدار الليزري 1064 nm (التوافقية الثانية: 532 nm). استخدم هذا النظام لضخ بلورة تيتان – الياقوت الأزرق مع مفتاح جودة ذاتي للكسب، مـن أجـل توليـد إصدار وحيد بطول موجة 780 nm.

يقدم النموذج المقترح آلية مبسطة لدراسة تأثير تغيرات وسـائط الـدخل، مثـل معامـل التـضخيم الأعظمي، ومعدل الضخ، ومعامل الضياع وعموماً استطاعة الضخ، في مميزات نبضات الخـرج الآتيـة: زمن التأخير، وعرض النبضة، ومدة نشوء النبضة و قيم القمم العظمى لكثافة فوتونات ليزر الضخ Nd^{3+} *-YAG* من ناحية، وخرج بلورة تيتان– الياقوت الأزرق المضخوخة مع مفتـاح جـودة ذاتـي للكـسب والمقترنة مع بلورة لاخطية من ناحية ثانية.

بينت الحسابات العددية أن: قمم كثافة فوتونات الخرج، وعرض النبضة، وزمن التأخير ومدة أو مدة نبضة الخرج الليزري، تتأثر بشدة بتغييرات استطاعة منبع الضخ لكلا الوسطين.

الكلمات المفتاحية: النمذجة، الإصدار الديناميكي، مفتاح الجودة، ليزر نيوديميوم-ياغ، بلورة تيتان-الياقوت الأزرق.

Effect of Nd-YAG laser Pumping Power on Output Pulse Characteristics of Blue Ti-Sapphire Laser

M. Al-Koussa and Y. Salman

Department of Physic-Faculty of Siences-Damascus University-Syria.

Received 05/03/2009

Accepted 03/11/2009

ABSTRACT

A mathematical model is presented to describe the dynamic emission of a Q-switched frequency doubled Nd^{3+} *-YAG* laser (1064 nm) with a KTP nonlinear crystal (Frequency doubling). A Ti:sapphire crystal has been introduced in the system (which was coupled with the NLO crystal) and pumped with the second harmonic generated wavelength (532 nm). The system generating the first and the second harmonic wavelengths was used to pump a gain-switched Ti:sapphire oscillator in order to generate a single wavelength at 780 nm.

The model offers a simple mechanism to investigate the impact of the variations of the input parameters (maximum amplification coefficient, pumping rate, loss coefficient, and pumping density) on the output pulse characteristics (delay time, pulse width, pulse build up time, duration and peaks maxima of the Nd^{3+} *-YAG* pumping laser). Moreover, this model allows studying the gain-switched Ti:sapphire output characteristics as being pumped by the second harmonic wavelength (532nm).

Numerical results showed that the maxima of the output photon density, pulse width, delay time, and pulse duration are very much dependent on the power variations of the pumping source.

Key Words: Simulation, Dynamic emission, Q-swiched, Nd:YAG Laser, Ti: sapphire crystal.

المقدمة

تتزايد الحاجة للمنابع المترابطة لليزرات فوق بنفسجية عاليـة الاسـتطاعة والقابلـة للتوليف بهدف استخدامها في تطبيقات مختلفة مثل: الليدار، ومحركات الاحتراق الداخلي، وتأيين الذرات والجزيئات متعدد المراحل، وقياس درجة حرارة وضغط الجو، ومطيافيـة رامان، والتطبيقات البيولوجية التي تتطلب حزماً ليزرية ضيقة وذات جودة عالية وقابلـة للتوليف. يعد ليزر تيتان–الياقوت الأزرق واحداً من أهم الليزرات الصلبة القابلة للتولـيف نظراً إلى خواصه الضوئية والميكانيكية والحرارية الجيدة [1,2]. اسـتخدمت الدراسـات السابقة ليزرات صباغيه قابلة للتوليف ضمن مجالات واسعة ومتغيرة وفـي كثيـر مـن التطبيقات العلمية والتقنية. لكن تعد هذه الليزرات ذات إمكانيات محدودة لمعدلات تكـرار النبضة، مما يؤدي إلى التخريب الحراري والتفكك الضوئي للجزيئـات الـصباغية [3]. فضلاً عن ذلك، يمكن الحصول على حزم ضيقة بإدخال شـبكات انعـراج، ومواشـير، وفلاتر، كعناصر مشتتة للضوء ضمن المجاوب الليزري. لكن التخريب الـضوئي لهـذه العناصر قاد إلى إيجاد تقنيات وطرائق أخرى للحصول على الحزم الليزرية الضيقة مثل: طريقة التضخيم المتعددة المراحل وتطوير أنواع أخرى من الليزرات [4,5].

يعد ليزر تيتان –الياقوت الأزرق مهماً جداً بسبب طبيعته الصلبة، واستطاعة الإشعاع العالية وضيق الحزمة ومجال التوليف الواسـع (660-1100 nm) وحزمـة امتـصاص خضراء قوية ومقطع عرضي كبير للكسب أو الامتصاص. يعمل ليزر تيتـان-اليـاقوت الأزرق بشكل نبضي ومستمر. من ناحية أخرى تتمتع بلورة تيتان–الياقوت الأزرق بناقلية حرارية عالية وخمول كيميائي جيد ومتانة ميكانيكية عالية [6,7]. درس عموماً الإصدار الديناميكي لليزر تيتان – الياقوت الأزرق المضخوخ بليزر $Nd^{3+}:YAG$ نظرياً وتجريبياً في المراجع المختلفة باستخدام طول موجة ضخ وحيدة. ركزت الدراسات الـسابقة علـى السلوك الزمني للمميزات الديناميكية، ودراسة علاقة عرض النبـضة للمـدروج الثـاني بالانقلاب الابتدائي...الخ في ليزرات تيتان–الياقوت الأزرق ذات مفتاح الجودة الذاتي مع مضاعف التواتر بغض النظر عن طرائق الضخ المختلفـة [3,8-12]. لـم تأخـذ هـذه الطرائق أو النماذج الرياضية بالحسبان تغيرات استطاعة منبع الضخ $Nd^{3+}:YAG$ مـن نبضة لأخرى. أي من عملية قدح إلى أخرى، أو من تشغيل إلى آخر، كمـا لـم تأخـذ بالحسبان كل العمليات الفيزيائية الجارية ووصفها الرياضي الدقيق. اعتمد فـي المراجـع منبع الضخ كقيمة ثابتة أو تابعاً غوسياً من أجل عرض ثابت للنبضة [12].

في عملنا هذا اعتمد منبع الضخ الليزري كمتغير وتم توصيفه رياضياً وفيزيائياً بدقة، بحيث يمكننا عملياً التحكم بتغير استطاعة منبع الضخ بتغيـر وسـائط الـدخل: معامـل التضخيم الأعظمي، ومعدل الضخ، ومعامل الـضياع. لاقتـران وسـائط الـدخل هـذه

بالاستطاعة الكهربائية المطبقة على مصابيح الوميض المـستخدمة فـي ضـخ الليـزر $Nd^{3+}:YAG$ والتي تؤدي من ثم إلى إثارة عدد مختلف من الـذرات بـسبب اخـتلاف الضياعات التي تحدث عند كل تشغيل. تم في هذا العمل تطوير نموذج رياضي لمحاكـاة الإصدار الديناميكي لليزر $Nd^{3+}:YAG$ واستخدامه كمنبع ضخ لليـزر تيتـان–اليـاقوت الأزرق للحصول على طول موجة وحيد. يتضمن النموذج الرياضي وصفاً دقيقاً للعمليات الفيزيائية الجارية في الوسط الفعال (منبع الضخ وليزر تيتـان–اليـاقوت الأزرق). كمـا يدرس تأثير وسائط خرج ليزر $Nd^{3+}:YAG$ على مميزات نبضات خرج ليزر تيتـان–الياقوت الأزرق مثل (عرض النبضة، وزمن التأخير، وذروة النبضة، ومدة النبضة).

النموذج الرياضي

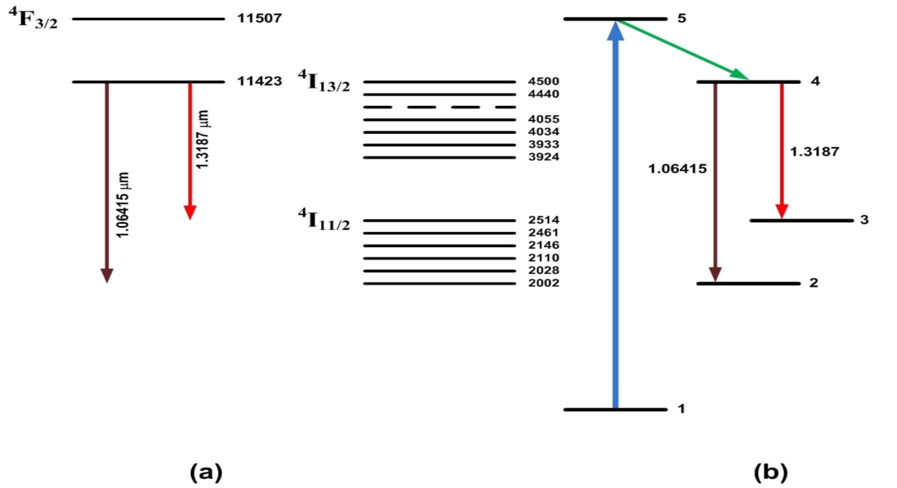
بني النموذج الرياضي في هذا العمل بناء على الأفكار الأساسية الواردة في المراجـع [3,8,9,12-15]. يصف النموذج الرياضي المطور ليزر $Nd^{3+}:YAG$ مع مفتاح الجودة وبوجود بلورة لاخطية أو مضاعف تواتر كمنبع ضخ، بطول موجة وحيد وتـأثيره فـي بلورة تيتان- الياقوت الأزرق المضخوخة حيث تتم عملية الضخ بطول موجة المـدروج الثاني 532nm.

1- ليزر الضخ $Nd^{3+}:YAG$

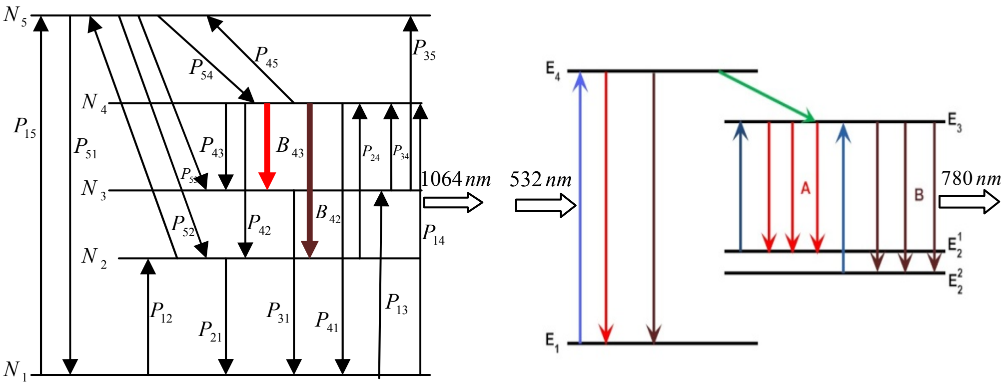
جذبت إمكانية ليزرNd^{3+}-YAG على توليد إشعاع التجـاوب عنـد خـط إصـدار الـصوديوم $D_2\,(589nm)$ الأصـفر بعمليـة مـزج خطّـي الإصـدار الأحمر $(SH.532\ nm)$, $\lambda_p^{Nd}=1064nm$ الانتباه نظـراً إلـى المميـزات الخاصـة والتطبيقات في مختلف المجالات، فضلاً عن بساطة التصميم، والمقدرة على المنافسة بين خطي الإصدار من أجل تخزين طاقة الضخ [16].

نعتبر الوسط الأيوني Nd^{3+} ذي خمس سويات طاقية كما في الشكل (1) تضخ الـسوية الأرضية 1 إلى السوية الخامسة، التي تسترخي بدورها إلى السوية الليزريـة العليـا 4. تسترخي السوية الليزرية العليا بالإصدار المحثوث إما إلى السوية الليزرية ذات الـدليل 3 أو إلى السوية الليزرية ذات الـدليل 2 بطـولي موجـة مختلفـين $\lambda_{P1}^{Nd}=1064\ nm$ و $\lambda_{P2}^{Nd}=1318\ nm$ وبمقطـع عرضـي لكـل منهمـا $\sigma_{\lambda_{P1}}^{Nd}=8.8\,10^{-19}\ cm^2$ و $\sigma_{\lambda_{P2}}^{Nd}=2.9\,10^{-19}\ cm^2$ [16].

سنهتم في عملناهذا فقط بالإصدار $(SH.532\ nm)$, $\lambda_p^{Nd}=1064nm$ وباستخدام مدروجه الثاني.



الشكل (1) العصابات الطاقية وسويات ستارك للانتقالات الليزرية في ليزر Nd^{3+} -*YAG* [16]



الشكل (2) مخطط السويات الطاقية عند التـشغيل بطـولي موجـة لكـل مـن ليـزر الـضخ Nd^{3+} :*YAG* وبلورة تيتان – الياقوت الأزرق المضخوخة

يعطى التغير الزمني لانقلاب الإسكان النسبي في القضيب الليزري Nd^{3+} -*YAG* مع مفتاح الجودة عند التشغيل بطول موجة واحدة ومن أجل طولين موجيين مختلفـين وفقـاً للمعادلة الآتية[3,16,17]:

$$\frac{dY}{dt} = G - DY - 2B_{43}(\nu) W_{43}^{Nd} U_p^{Nd} Y \qquad (1)$$

تعطى قيمة كل من G و D من أجل طول موجة واحد أو طولين موجيين بالعلاقتين:

$$G_i = [2\psi \quad (P_{21} - P_{4i})]/(2\psi + P_{21} + P_{41}), (i = 2,3)$$
$$D_i = [2\psi \quad (P_{21} + P_{4i}) + 2P_{21}(P_{41} + P_{4i})]/(2\psi \quad + P_{21} + P_{41})$$

يعطى التغير الزمني لكثافة شدة الحقل لمنبع الضخ الليزري Nd^{3+} -YAG مع مفتـاح الجودة في حالة التشغيل بطول موجة واحدة كما يأتي [13,14]:

$$\frac{dU_p^{Nd}}{dt} = [\mathrm{v}\mu(\chi Y - K_{loss})]U_p^{Nd} - \frac{U_p^{Nd}}{\tau_c^{Nd}} + \frac{\mathrm{v}\mu U_p^{Nd}(0)}{2L_{Nd}} \qquad (2)$$

حيث: B_{43} معامل اينشتاين للإصدار المحثوث من E_4 إلى السوية E_3

P_{31}، P_{41} معدل الاسترخاء من السويتين الليزريتين الـدنيا والعليـا E_3 و E_4 إلـى السوية الأرضية E_1 و P_{43} احتمالات انتقال أيونات Nd^{3+} من السوية الليزرية العليـا E_4 إلى السوية الليزرية الـدنيا E_3 (الـشكل2). $\psi = \left(P_{54}/\left(P_{54} + P_{5i} + P_{51}\right)\right)\left(B_{15}U_{51}^{\max}\right)$ معدل الضخ أو احتمال الانتقال من E_1 إلى E_5 بتأثير نبضة الضخ، W_{43}^{Nd} طاقة فوتونات الإصدار، $B_{15}U_{51}^{\max}$ احتمال إصدار الإشعاع المحثوث في مركـز خـط الإصـدار [13] و B_{15} معامل اينشتاين التكاملي، $U_{51}^{\max} = \int B_{15}U_{51}(\nu)d\nu$ كثافة الإشعاع العظمى بداخل القضيب الليزري، P_{5i} احتمال الانتقال من E_5 إلى E_i (i=1,2,3) و ν تواتر الإصدار.

U_P: شدة الخرج الليزري؛ وμ: معامل الامتلاء ويعطى بـالعلاقة: طول القـضيب الليزري/ طول المجاوب؛ χ: معامل التضخيم الأعظمي في قضيب ليـزر Nd^{3+}-YAG (عندما يثار العدد الكلي لأيونات Nd^{3+})؛ وK_{loss}: معامل الضياع في التجويف الليزري؛ وY: الانقلاب الإسكاني النسبي المعكوس، وv=c/n سرعة الضوء فـي قـضيب ليـزر Nd^{3+}-YAG، c سرعة الضوء في الخـلاء، وn قرينـة انكـسار القـضيب الليـزري Nd^{3+}-YAG، و $Y = (N_4 - N_3)/N_{\mathrm{Nd}} = \Delta N^{\mathrm{Nd}}(t)/N_{\mathrm{Nd}}$ انقلاب الإسكان النسبي، و τ_c^{Nd} عمر حياة الفوتـون فـي التجويـف الليـزري، و L_{Nd} طـول قـضيب ليـزر Nd^{3+}-YAG.

2- بلورة تيتان-الياقوت الأزرق المضخوخة بليزر Nd^{3+} -YAG :

يعطى التطور الزمني لكثافة الانقلاب الإسكاني في ليزر تيتـان – اليـاقوت الأزرق بوجود مفتاح الكسب ومضاعف التواتر في حالة التشغيل بطول موجة واحـدة بالمعادلـة الآتية [3,12]:

$$\frac{dN^{Ti}(t)}{dt} = \left(\frac{W_{mL}^{Ti}}{(W_P^{Nd})_{SH}}\right)\alpha\frac{c}{\eta^*}\sigma_{abs}^{Ti}N^{Ti}U_p^{Nd} - \frac{c}{\eta^*}N^{Ti}\left(\sigma_{em}^{Ti}\right)U^{Ti}(t) - \frac{N^{Ti}(t)}{\tau_{ul}^{Ti}} \qquad (3)$$

يمثل الحد الأول معدل الضخ، ويمثل الحد الثاني إصدار الإشعاع المحثوث من بلورة تيتان – الياقوت الأزرق ويصف الحد الأخير عملية الاسترخاء من السوية الليزرية العليا.

حيث:

N^{Ti} تركيز أيونات أو شوائب التيتان، و σ_{abs}^{Ti} المقطع العرضي للامتصاص في بلورة تيتان – الياقوت الأزرق المضخوخة بليزر Nd^{3+} -YAG، و $(W_P^{Nd})_{SH}$ طاقة فوتونات الضخ للتوافقية الثانوية، و α مردود انقلاب الامتصاص في بلورة تيتان – الياقوت الأزرق بعد البلورة الخطية، و تعبر النسبة W_{mL}^{Ti}/W_P^{Nd} عن طاقتي فوتون الضخ والإصدار، و τ_{ul}^{Ti} عمر الحياة الكلي للسوية الليزرية العليا، و η^* متوسط قرينة الانكسار لبلورة تيتان – الياقوت الأزرق،

يعطى التطور الزمني لكثافة شدة الخرج الليزري من بلورة تيتان – الياقوت الأزرق مع مفتاح جودة للكسب واعتبار البلورة اللاخطية كآلية للضياعات الداخلية اللاخطية، بالمعادلة التفاضلية الآتية [12,18,19]:

$$\frac{dU^{Ti}(t)}{dt}=\frac{U^{Ti}(t)}{\tau_c^{Ti}}+\frac{c}{\eta_1^{\omega}}\mu N^{Ti}(t)\sigma_{em}^{Ti}[U^{Ti}(t)+1]-K(U^{Ti})^2 \qquad (4)$$

يمثل الحد الأول إسهام استرخاء الفوتونات (ضياع الفوتونات) في التجويف الليزري، ويمثل الحد الثاني إسهام الإشعاع المحثوث والتلقائي في كثافة الفوتونات، ويصف الحد الأخير تأثير البلورة اللاخطية في كثافة الخرج من بلورة تيتان–الياقوت الأزرق، والتي تؤدي دوراً مضاعف التواتر في التجويف. يتناسب معدل الفوتونات الصافي الصادر مع $U^{Ti}+1$، أي مع عدد الفوتونات في التجويف زائد واحد. يسبب الإصدار التلقائي وجود الرقم 1 ويتحدث العاملون في مجال الليزر أحياناً عن الفوتون الإضافي أو الفوتون الزائد (extra-photon) في نمط التجويف. يسبب هذا الفوتون بطريقة ما الانتقالات النازلة فقط [18].

يعطى المقطع العرضي σ_{em} لخط الإصدار المحثوث من أجل الأستقطابين π وσ في حالة بلورة متناحية وحيدة المحور بالعلاقة الآتية [18]:

$$\sigma_{em}^{Ti}=\frac{\alpha_1[(\lambda_{mL}^{Ti})_m]^5U_\pi}{8\pi c\tau_f^{Ti}}[\frac{\eta_\pi^{*2}}{3}\int(\lambda_{mL}^{Ti})_m U_\pi d(\lambda_{mL}^{Ti})_m+\frac{2\eta_\pi^{*2}}{3}\int(\lambda_{mL}^{Ti})_m U_\sigma d(\lambda_{mL}^{Ti})_m]^{-1}$$

حيث:

λ_{mL}^{Ti} طول موجة الإصدار الليزري من بلورة تيتان–الياقوت الأزرق للنمط m، τ_f^{Ti} عمر حياة التألق الملاحظ أو عمر حياة إشعاع الإصدار التلقائي للسوية الليزرية العليا، ε_r الثابتة النسبية للعزل الكهربائي، $\Delta\nu$ عرض السوية الطاقي عند منتصف القمة، α_1 مردود التألق، U_π و U_σ شدتا الإصدار المستقطب من أجل الاستقطابين π وσ، η_π^* و η_σ^* قرينتا الانكسار من أجل الأستقطابين π وσ.

3- معامل الاقتران اللاخطي أو تأثير مضاعف التواتر للبلورة اللاخطية KTP

نأخذ بالاعتبار موجة مستوية ونخضعها لتقريب الإشارة الـضعيفة (small signal approximation) ونتيجة التوزع الفراغي المنتظم للشدة في الوسط المـاص الحقيقـي، يعطى تأثير مضاعف التواتر في حالة تقريب الضخ غير المستنفذ، وباعتبـار الـشروط الآتية: الموجة مستوية وإهمال عملية امتصاص الموجتين الأساسية والثانوية عندها يعطى تأثير مضاعف التواتر بالعلاقة المختزلة الآتية [20,21]:

$$\eta_{2\varpi} = K_N \frac{\sin^2((\Delta k_m)_i L_{nk} / 2)}{(\Delta k_m)_i L_{nk} / 2)^2}, K_N \cong \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 L_{nk}^2}{\varepsilon_0 \eta_1^{\omega} \eta_2^{\omega} \eta_2^{2\varpi} c (\lambda_{mL}^2)_i} (\frac{w_0}{w_c})^2$$

حيث: Δk معامل عدم التوافق الطوري (phase mis-matching coefficient)، و d_{eff} معامل اللاخطية الفعال من المرتبة الثانية (مقـدار ثنـائي القطـب الكهربـائي)، و $\eta_1^{\omega}, \eta_2^{\omega}, \eta_2^{2\omega}$ قرائن انكسار النمط الأساسي والتوافقية الثانيـة، و w_0, w_c سـطح البقعة الليزرية على بلورة تيتان – الياقوت الأزرق والبلورة اللاخطية KTP ذات الطول L_{nk}.

تعطى العلاقة بين استطاعة الخرج الليزري واستطاعة النمط الأساسي وفقـاً للعلاقـة الآتية:

$$P_{\omega} = A W_{Lf} c U_Q (1 - |R_2|^2) / 2\eta_2^{\omega}$$

ومن ثم تعطى استطاعة التوافقية الثانيـة بالعلاقـة: $P_{2\omega} = \eta_{2\varpi} P_{\omega}^2 / A$، حيـث: W_{lf} طاقـة فوتـون الإصـدار للـنمط الأساسـي، $(1-|R_2|^2)$ النفوذيـة الـضوئية، و $A = \pi w_0^2 / 4$ مساحة سطح البقعة الليزرية للنمط الأساسي.

الحلـول العـددية

تمثل مجموعة معادلات المعدل (1) – (4) جملة معادلات تفاضلية لاخطيـة صـلدة (stiff nonlinear differential equations). تـصف هـذه المعـادلات الإصـدار الديناميكي لليزر Nd^{3+}-YAG وبلورة تيتان – الياقوت الأزرق بمفتاحي الجودة من أجل التشغيل بطول موجة واحدة. استخدم برنامج حاسوبي مبني على طريقة رونـج – كوتـا (Runge – Kutta) من الدرجة الرابعة لحل هذه المعادلات في كلا الوسطين من أجـل حالتي التشغيل بطول موجة واحدة. استخدم هذا البرنامج لدراسة تغيرات وسائط الـدخل الليزري لعملية الضخ (معامل الضياع، معامل التضخيم الأعظمي ومعدل الضخ؛ بالمجمل تغير استطاعة الضخ) وتأثيرها في مميزات نبضات ليزر الضخ Nd^{3+}-YAG من جهة، ومن جهة أخرى تأثيرها في مميزات نبضة الخرج الليزري لبلـورة تيتـان – اليـاقوت الأزرق. دون في الجدول (1) قيم الثوابت الفيزيائيـة، والأبعـاد الهندسـية للمجاوبـات

الليزرية المستخدمة في حل جملة معادلات المعدل السابقة [1,3,6,8,9,12-20]. أما القيم الابتدائية لمعادلات المعدل، فقد اختيرت وفق الآتي:

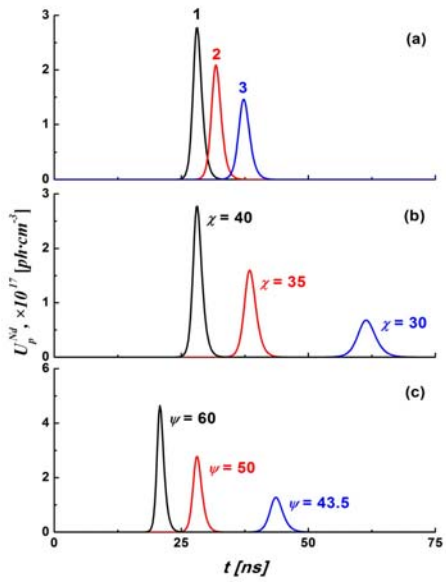
$$Y(0)=\frac{G}{D}\ ,(U_p^{Nd}(0))_i=1\times10^{-9}\ (\text{ph/cm}^3),\Delta N^{TI}(0)=0.0\,(1/\text{cm}^3),U_i^{Ti}(0)=10^{-9}\ (\text{ph/cm}^3)$$

الجدول (1) وسائط وثوابت ليزر Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة و بلورة تيتـان – اليـاقوت الأزرق (Ti:sapphire) مع مفتاح الكسب الذاتي في حالة الاقتران مـع البلـورة اللاخطية KTP من أجل حالة الإصدار بطول موجة وحيد .

الثابت	القيمة	الواحدة	الثابت	القيمة	الواحدة
P_{21}	10^7	s^{-1}	τ_{ul}^{Nd}	230	μs
P_{31}	3.3×10^7	s^{-1}	$(\sigma_{em}^{Ti})_{averag}$	3×10^{-19}	cm^2
P_{41}	350	s^{-1}	R_1	100%	-
P_{42}	840	s^{-1}	R_2	67%	-
P_{43}	4000	s^{-1}	R_3	76%	-
B_{43}	575.65×10^7	cm^3/Js	L_{nlc}^{Ti}	1.8	cm
χ	(5-40)	cm^{-1}	τ_{ul}^{Ti}	3.2	μs
$W_{Pi}\ (i=1,2)$	3.73×10^{-19}	J	N^{Ti}	3×10^{19}	cm^{-3}
ψ	43.5	s^{-1}	τ_c^{Nd}	3×10^{-19}	s
K_{loss}	0.005-0.1	cm^{-1}	$\chi^{(2)}$	0.7	pm/V
L_{Nd}	11	cm	A	2.3×10^{-4}	cm^2
γ	1.82	-	$\Delta k(\lambda_m)L_{nk}$	2×10^{-2}	-
μ	0.55	-	$\sigma_{\lambda_P}^{Nd}$	8.8×10^{-19}	cm^2
W_L	2.479×10^{-19}	J	σ_{em}^{Ti}	4.11×10^{-19}	cm^2
ρ	0.003	cm^{-1}	λ_{em}^{Ti}	780	nm
τ_F	230	μs	λ_p^{Nd}	532 (SH)	nm

النتائج والمناقشة

يشير الشكل (3) إلى انقلاب الإسكان النسبي في ليزر الضخ Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة كتابع للزمن. نرى من هذا الشكل أن مدة نبضة الخرج لليزر الضخ تكون قصيرة جداً. كما يلاحظ أيضاً أن انقلاب الإسكان النسبي من أجل قيم مختلفة لمعامل الضياع ولمعامل التضخيم الأعظمي ولمعدل الضخ (بشكل عام استطاعة إشعاع الضخ) يبقى ثابتاً عند زمن تأخير محدد. يستنزف بعد ذلك إلى قيمة دنيا مستقرة نرمز لها بـ Y_{min}. يحصل ذلك عند بلوغ نبضة الضخ نهاية مدتها الزمنية. تزداد النهاية الصغرى بتزايد معامل الضياع. كما تتغير قيمة انقلاب الإسكان النسبي بتغير قيمة معدل الضخ.

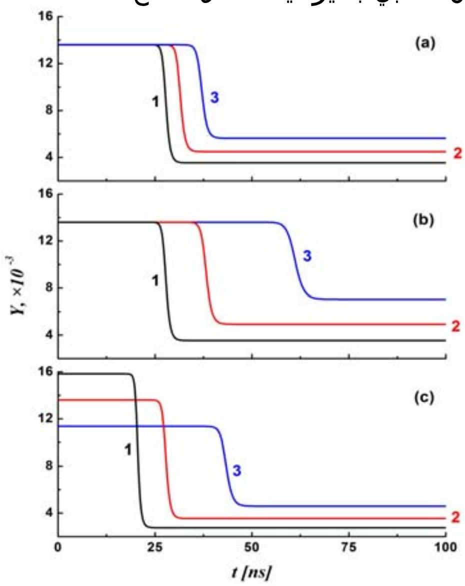


الشكل (4) السلوك الزمني لكثافة فوتونات ليزر Nd3+-YAG مع مفتاح الجودة ووجود بلورة لاخطية.

(a) $\psi = 43.5\,s^{-1}$، $\chi = 40\,cm^{-1}$، $K_{loss} = 0.01, 0.02, 0.03\,cm^{-1}$ المنحنيات 1، 2، 3 على التوالي،

(b) $\psi = 43.5\,s^{-1}$، $K_{loss} = 0.02\,cm^{-1}$، $\chi = 30, 35, 40\,cm^{-1}$

(c) $K_{loss} = 0.02\,cm^{-1}$، $\chi = 40\,cm^{-1}$، $\psi = 43.5, 50, 60\,s^{-1}$



الشكل (3) السلوك الزمني لانقلاب الإسكان النسبي في ليزر Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة وبوجود بلورة لاخطية (التوافقية الثانية):

(a) $\chi = 40\,cm^{-1}$، $\psi = 43.5\,s^{-1}$، $K_{loss} = 0.01, 0.02, 0.03\,cm^{-1}$، المنحنيات 1، 2، 3 على التوالي،

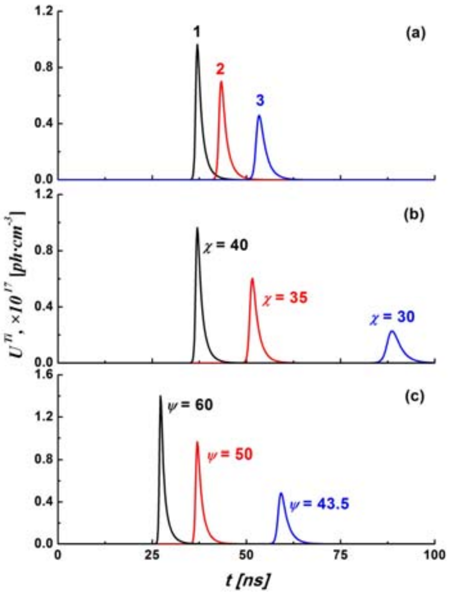
(b) $\psi = 43.5\,s^{-1}$، $K_{loss} = 0.02\,cm^{-1}$، $\chi = 30, 35, 40\,cm^{-1}$، المنحنيات 1، 2، 3 على التوالي

(c) $K_{loss} = 0.02\,cm^{-1}$، $\chi = 40\,cm^{-1}$، $\psi = 43.5, 50, 60\,s^{-1}$، المنحنيات 1، 2، 3 على التوالي

تزداد كثافة الفوتونات الابتدائية حتى تبلغ قيمة $U_{\max}^{Nd}$، وهي أعلى بعدة مراتب من القيمة الابتدائية U_{P}^{Nd} وبعد ذلك تتجه نحو الصفر. عندها يكون الانقلاب الإسكاني تابعاً زمنياً متناقصاً باضطراد (monotonic)، يبدأ عند زمن قيمة الانقلاب الابتدائي وينتهي عند زمن بلوغ قيمة انقلاب الإسكان النهائي N_f. إذا ضخت المادة الفعالة بشكل معتبر فوق العتبة، يهبط أو يتناقص الكسب بشكل سريع خلال زمن الانتقال، حيث يساوي الكسب الضياعات في المجاوب.

باستمرار عملية الضخ، يتزايد الكسب و يتناقص الضياع إلى أن تبلغ كثافة الفوتونات قيماً أعلى بعدة مراتب من قيمتها الابتدائية. يبدأ الفعل الليزري بالظهور عندما يصبح معامل الكسب مساوياً أو أكبر بقليل من معامل الضياع. يشير الشكل (4) إلى السلوك الزمني لكثافة فوتونات ليزر Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة وبوجود بلورة لاخطية، من أجل قيم مختلفة لمعامل الضياع، ولمعامل التضخيم الأعظمي ولمعدل الضخ. نرى من الشكل (4) أنه بتزايد معامل الضياع، يتزايد كل من زمن التأخير وعرض النبضة في حين تتناقص القيم العظمى لكثافة الفوتونات. بتزايد معامل التضخيم الأعظمي يتناقص زمن التأخير وعرض النبضة وتتزايد القمم العظمى لكثافة فوتونات الخرج لليزر Nd^{3+}-YAG. يلاحظ أيضاً تناقص زمن التأخير وعرض النبضة بتزايد معدلات الضخ، وتتزايد القمم العظمى لكثافة فوتونات الخرج. ومن ثم يتناقص عرض نبضات الخرج لليزر الضخ Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة وبوجود بلورة لاخطية بتزايد معامل التضخيم الأعظمي ومعدل الضخ وتناقص معامل الضياع. كذلك يتناقص زمن التأخير بتزايد معامل التضخيم الأعظمي ومعدل الضخ ويتزايد بتزايد معامل الضياع. بينما تتزايد القمم العظمى لكثافة فوتونات ليزر Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة والبلورة اللاخطية بتزايد معامل التضخيم الأعظمي ومعدل الضخ وبتناقص معامل الضياع. بشكل عام تتناقص مدة النبضة وتزداد استطاعة خرج ليزر Nd^{3+}-YAG بتزايد كل من معامل التضخيم الأعظمي ومعدل إشعاع الضخ، في حين تتناقص بتزايد معامل الضياع. تشير النتائج إلى أن التناقص في معامل التضخيم الأعظمي ومعدل الضخ يكافئ وجود ضياعات كبيرة. ومن ثم يلزم دور زمني أكبر لكي يتم تجاوز الضياعات (ضياعات الاقتران، ضياعات التصادم مثل التبعثر والانعراج والامتصاص). يمكن أن يؤدي هذا التزايد في مدة النبضات الليزرية إلى قيم أعلى للانقلاب الإسكاني، واستطاعات أعلى في القمم العظمى. لذلك فإن الطاقة المخزنة في نبضة ليزر Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة والبلورة اللاخطية تصدر في نبضات ليزرية أقصر.

يشير الشكل (5) إلى السلوك الزمني لكثافة الانقلاب الإسكاني في بلورة تيتان – الياقوت الأزرق من أجل قيم مختلفة لكثافة فوتونات الضخ لليزر Nd^{3+}-YAG. يتم بناء الانقلاب الإسكاني حتى نهاية عظمى، تتم بعدها عملية فتح ذاتي لمفتاح الجودة.

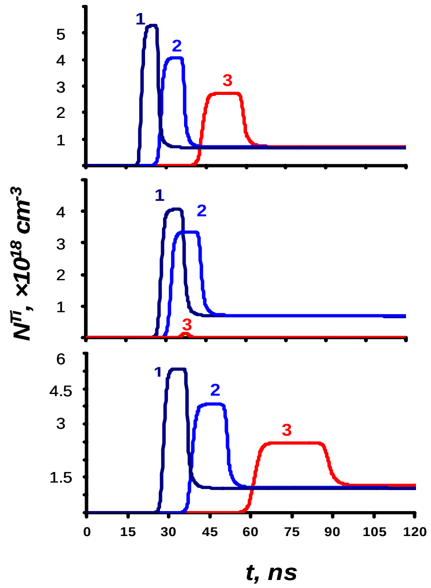


الشكل (6) السلوك الزمني لكثافة الفوتونات الصادرة من بلورة تيتان – الياقوت الأزرق

(a) $\chi = 40\,\text{cm}^{-1}$ ، $\psi = 43.5\,\text{s}^{-1}$ ، $K_{loss} = 0.01, 0.02, 0.03\,\text{cm}^{-1}$ ، المنحنيات 1، 2، 3 على التوالي.

(b) $K_{loss} = 0.02\,\text{cm}^{-1}$ ، $\psi = 43.5\,\text{s}^{-1}$ ، $\chi = 30, 35, 40\,\text{cm}^{-1}$ ،

(c) $K_{loss} = 0.02\,\text{cm}^{-1}$ ، $\chi = 40\,\text{cm}^{-1}$ ، $\psi = 43.5, 50, 60\,\text{s}^{-1}$



الشكل (5) السلوك الزمني لكثافة الانقلاب الإسكاني في بلورة تيتان – الياقوت الأزرق

(a) $\psi = 43.5\,\text{s}^{-1}$ ، $\chi = 40\,\text{cm}^{-1}$ ، $K_{loss} = 0.01, 0.02, 0.03\,\text{cm}^{-1}$ ، المنحنيات 1، 2، 3 على التوالي

(b) $K_{loss} = 0.02\,\text{cm}^{-1}$ ، $\psi = 43.5\,\text{s}^{-1}$ ، $\chi = 30, 35, 40\,\text{cm}^{-1}$ ، المنحنيات1، 2، 3 على التوالي

(c) $\chi = 40\,\text{cm}^{-1}$ ، $K_{loss} = 0.02\,\text{cm}^{-1}$ ، $\psi = 43.5, 50, 60\,\text{s}^{-1}$ ، المنحنيات 1، 2، 3 على التوالي

نلاحظ من الشكل (6) تناقص زمن التأخير، وعرض النبضة، بتناقص معامل الضياع في ليزر الضخ Nd^{3+}-YAG. وتتزايد قيم الكثافة العظمى لفوتونات الضخ. أيضاً بتزايد معامل التضخيم الأعظمي، ومعدل الضخ في ليزر الضخ، يتناقص زمن التأخير، وعرض النبضة. وتزداد القمم العظمى لكثافة الفوتونات الليزرية الصادرة من بلورة تيتان – الياقوت الأزرق.

نلاحظ من الشكل (5) أنه بتزايد معامل الضياع، وتناقص معامل التضخيم الأعظمي، ومعدل الضخ لليزر Nd^{3+}-YAG (استطاعة الخرج الليزري) يؤدي إلى تزايد زمن

التأخير. نرى أيضاً أنه عند تزايد معامل الضياع، يصبح شكل منحنى الانقلاب الإسكاني لبلورة تيتان – الياقوت الأزرق مسطحاً بشكل واضح. هذا يعني تأخر الانقلاب الإسكاني نتيجة تزايد معامل الضياع، وعند أقل من قيمة محددة لمعامل الضياع لا يحدث الانقلاب السكاني ومن ثم يختفي الفعل الليزري. ضخت بلورة تيتان الياقوت الأزرق بواسطة ليزر Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة ومضاعف تواتر بنبضات من مرتبة النانو ثانية، وهي أقصر من عمر حياة السوية الليزرية العليا لبلورة تيتان– الياقوت الأزرق 3.2μs المقيسة في درجة حرارة الغرفة. هذا الزمن أصغر بعدة مراتب من النانو ثانية من زمن بناء النبضة في التجويف الليزري. تزداد الضياعات حالما تبدأ النبضة بالنشوء بسبب وجود بلورة التوافقية الثانية (البلورة اللاخطية). يتم بلوغ القمة العظمى للنبضة في حين تتزايد الضياعات حتى تبلغ قيمةً مساوية لقيمة الكسب من أجل مرور واحد ضمن المجاوب. تزداد عندئذٍ كثافة النبضة حتى تصل قيمة محددة. يستخدم بعد ذلك الجزء المتبقي من الإسكان المعكوس في إطالة النبضة. أما في حال كون اقتران التوافقية الثانية كبيراً كفايةً، حيث يكون من الضروري لبلوغ الاقتران بشكل أمثل توليد كثافة فوتونات عظمى، عندئذٍ سيستخدم الجزء الرئيس من الانقلاب المعكوس في تطويل النبضة فقط.

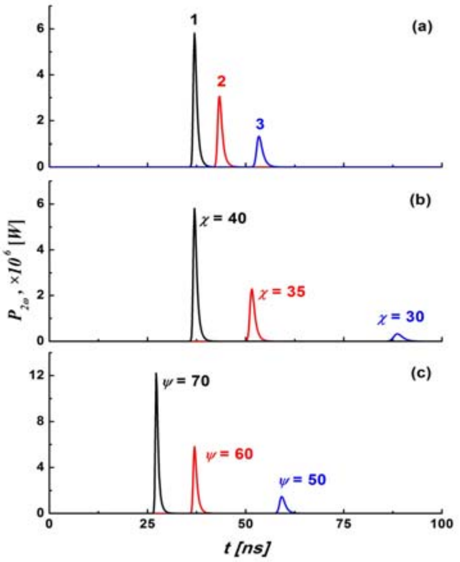
تتضخم معظم الأنماط بداخل بلورة تيتان – الياقوت الأزرق خلال بناء النبضة في التجويف الليزري. يتعلق ذلك بالضياعات وبطيف فوتونات الضخ، حيث يمكن أن تنشأ زمر أو أنماط كثيرة. يؤدي ذلك إلى عرض طيفي واسع لعصابة الإشارة الأساسية. بسبب كون ضياعات فوتونات النمط الأساسي منخفضة ضمن التجويف، حيث يعد عمر حياتها ضمن التجويف τ_{cav} طويل بالمقارنة مع مدة نبضة الضخ، تغادر فقط الفوتونات التي تكون في حالة توافق طوري مع التوافقية الثانية ضمن البلورة اللاخطية، التجويف الليزري، ومن ثم تستنزف من طيف موجة النمط الأساسي أو الموجة الأساسية. يتضح من هذا أن جزءاً من طيف النمط الأساسي يخضع لتأثير مضاعف التواتر وهو الذي يتطابق مع عرض العصابة المتوافقة طورياً والذي يغادر التجويف الليزري. إذا كان عرض عصابة النمط الأساسي ضيقاً، يتركز عندها، بشكل فعال، كل ما يصدر عن بلورة تيتان– الياقوت الأزرق ضمن عرض عصابة التوافق الطوري.

يوصف مضاعف التواتر، بداخل التجويف الليزري لليزر تيتان – الياقوت الأزرق النبضي، بشكلٍ جيدٍ بواسطة معادلات المعدل اللاخطية المقترنة لحالة تعدد الأنماط خلال عرض خط عصابة الكسب المتجانسة من الوسط المضخم.

إذا كانت قيمة عتبة الإصدار منخفضةً في بلورة تيتان – الياقوت الأزرق، فذلك يعني أن التجويف يمكن أن يكون في حالة تجاوب عالية، وأن الضياعات ضمن التجويف منخفضة في حالة النمط الأساسي. تغادر نتيجة ذلك معظم الاستطاعة الضوئية المتولدة بواسطة بلورة تيتان – الياقوت الأزرق التجويف دون أن تخضع لتأثير مضاعف التواتر.

نجمل بالقول: إن مردود توليد التوافقية الثانية داخل التجويف للأوساط المهتزة يكـون أعظمياً، عندما يتركز طول الموجة المحقون تماماً عند حصول التوافق الطوري الأمثـل (phase mis-match) للبلورة اللاخطية. بتعبيرٍ آخر عندما يقابل طـول موجـة ليـزر Nd^{3+}-YAG شرط الانسجام الطوري تماماً، يكون مردود الانقـلاب بقيمتـه العظمـى ويستنزف طول الموجة بشدة. يشير الشكل (7) إلى السلوك الزمني لاستطاعة التوافقيـة الثانية من أجل قيم مختلفة: (لمعامل الضياع، لمعامل التضخيم الأعظمي ومعـدل ضـخ ليزر Nd^{3+}-YAG). ومن ثم شدات ضخ مختلفة لبلورة تيتان – اليـاقوت الأزرق مـع مفتاح الكسب الذاتي ومضاعف تواتر.

يلاحظ الحصول على استطاعة خرج عاليةً جداً من بلورة تيتان – الياقوت الأزرق مع مفتاح الكسب الذاتي ومضاعف تواتر.



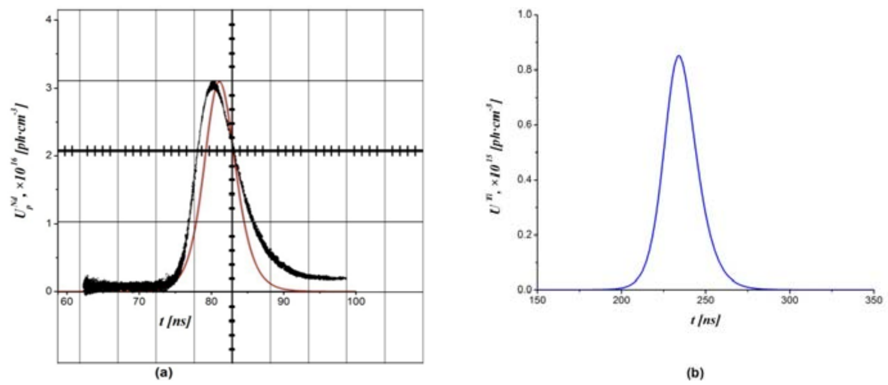
(a) من أجل قيم مختلفة لمعامل الضياع $K_{loss} = 0.01, 0.02, 0.03\,\mathrm{cm}^{-1}$ والقيم الثابتة الآتية: $\psi = 60\,\mathrm{s}^{-1}$، $\chi = 40\,\mathrm{cm}^{-1}$،

(b) من أجل قيم مختلفة لمعامل التضخيم الأعظمي $\chi = 30, 35, 40\,\mathrm{cm}^{-1}$ والقيم الثابتة الآتية: $K_{loss} = 0.01\,\mathrm{cm}^{-1}$، $\psi = 60\,\mathrm{s}^{-1}$،

(c) من أجل قيم مختلفة لمعدل الضخ $\psi = 50, 60, 70\,\mathrm{s}^{-1}$ والقيم الثابتة الآتية: $K_{loss} = 0.01\,\mathrm{cm}^{-1}$، $\chi = 40\,\mathrm{cm}^{-1}$

الشكل (7) السلوك الزمني لاستطاعة التوافقية الثانية لخرج بلورة تيتان – الياقوت الأزرق مـع مفتاح الكسب الذاتي ومضاعف التواتر.

كما يشير الشكل (8) إلى السلوك الزمني للنتيجة التجريبية المدونة فـي المرجـع [6] وأيضاً النبضة المحسوبة ليزر Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة ومضاعف التواتر. ويشير أيضاً إلى النبضة الصادرة عن بلورة تيتان – الياقوت الأزرق مع مفتاح الكـسب الـذاتي المقابلة لها عند الشروط الآتيـة: $\chi = 40\,\mathrm{cm}^{-1}$ ، $K_{loss} = 0.018\,\mathrm{cm}^{-1}$ ، $\psi = 49\,\mathrm{s}^{-1}$ ، $L_c^{Nd} = 17\,\mathrm{cm}$ ، $L_c^{Ti} = 10\,\mathrm{cm}$ و $L_{nlc}^{Ti} = 2.1\,\mathrm{cm}$.



الشكل (8) السلوك الزمني للنبضة التجريبية المدونة في المرجع [6] والنبضة المحسوبة لليزر الضخ Nd^{3+}-YAG مع مفتاح الجودة (a)، والنبضة المحسوبة لليزر تيتان – الياقوت الأزرق ذي مفتاح الكسب الذاتي ومضاعف التواتر والناتجة عن نبضة الضخ (b)؛
($L_{nlc}^{Ti}=10\,\text{cm}$ ، $L_c^{Ti}=10\,\text{cm}$ ، $L_c^{Nd}=17\,\text{cm}$ ، $\psi=49\,\text{s}^{-1}$ ، $K_{loss}=0.018\,\text{cm}^{-1}$ ، $\chi=40\,\text{cm}^{-1}$)

نرى من الشكل (8) توافق النتائج المحسوبة نظرياً مع النتائج التجريبية. نجد أن مميزات النبضة لليزر Nd^{3+}-YAG: (زمن التأخير، عرض النبضة، زمن صعود النبضة ومدة النبضة) متطابقة تقريباً. وتبلغ قيم هذه المميزات لنبضة صادرة عن بلورة تيتان – الياقوت الأزرق القيم الآتية: عرض النبضة 4.7 ns ، زمن التأخير 71 ns وزمن صعود النبضة 11 ns.

الخاتمة

جرى في هذا العمل تطوير نموذج رياضي يصف الإصدار الديناميكي من بلورة تيتان – الياقوت الأزرق المقترن مع بلورة لاخطية، والمضخوخة بالتوافقية الثانية لفوتونات الإصدار الليزري لليزر Nd^{3+}-YAG ذي طول الموجة 1064nm مع مفتاح الجودة السلبي ومضاعف التواتر أو البلورة اللاخطية KTP، للحصول على عرض عصابة ضيق.

أجريت الحسابات مع الأخذ بالاعتبار تأثير تغير استطاعة منبع الضخ (ليزر Nd^{3+}-YAG)، مع مفتاح الجودة السلبي ومضاعف التواتر (معدل الضخ، معامل التضخيم الأعظمي ومعامل الضياع) في مميزات نبضة الخرج لليزر Nd^{3+}-YAG، ونبضات الخرج الليزري لبلورة تيتان – الياقوت الأزرق مع مفتاح الكسب والبلورة اللاخطية KTP.

تشير النتائج المحسوبة في هذا العمل إلى أن كثافة نبضات خرج بلورة تيتان – الياقوت الأزرق مع وجود مفتاح الكسب تحدد باستطاعة نبضة الضخ، واستنزاف الحالة الأساسية والمقطع العرضي لبلورة تيتان – الياقوت الأزرق. فضلاً عن أن تغير استطاعة الضخ لليزر Nd^{3+}-YAG يمكن أن يؤدي إلى قابلية توليف ومعدل تكرار ضمن مجال واسع، لنبضات خرج بلورة تيتان– الياقوت الأزرق.

REFERENCES المراجع

[1] N. J. Vasa, M. Tanaka, T. Okada, M. Macda, O. Uchino, "*Comparative study of spectral narrowing of a pulsed Ti:sapphire laser using pulsed and CW injection seeding*", J. Appl. Phys. B (Laser and Optics) 62,51-57 (1996).

[2] G. A. Skripko, S. G. Bartoshevich, I. V. Mikhnyuk and I. G. Tarazevich, "LiB_3O_5*: a highly efficient frequency converter for Ti:sapphire lasers*", Opt. Lett. V(16), N(21) ,1-3, (1991).

[3] J. E. Murray and S. E. Harris, "*Pulse lengthening via internal second – harmonic generation*", Journal of Applied Physics. V(41),N(2), (1970).

[4] A. Alfrey, "*Modeling of longitudinally pumped CW Ti: sapphire laser oscillator*", IEEE J. Quant. Electro. V(25),N(4) 760-766, (1989).

[5] S. G. Bartoshevich, G. A. Mikhnyuk, I. G. Tarazevich and Skripko, "*Efficient difference frequency Oscillator Based on a Ti: Sapphire laser*", IEEE Journal Of Quantum Electronic V(27), N(10), (1991).

[6] P. F. Moulton "*Spectroscopic and laser characteristics of Ti: Al_2O_3*", Opt. Soc. Am. B V(3),N(1), (1985).

[7] P. F. Moulton, "*An investigation of the* $Co:MgF_2$ *laser system*", IEEE Journal of Quantum Elect.V.QE-21, N(10)1582-1595, (1985).

[8] C. E. Byvik, and A. M. Buoncristiani, "*Analysis of vibronic transitions in titanium doped sapphire using the temperature of the fluorescence spectra*", IEEE Journal of Quantum Electronics (21) ,(10) 1619-1624, (1985).

[9] J. M. Eggleston, L. G. Deshazer, K. W. Kangas, "*Characteristics and kinetics of laser pumped Ti: sapphire Oscillators*", IEEE Journal of Quantum Electronics, V (34) ,N (6), (1988).

[10] A. K. Mohamed, J. A. Pruvost, I. Ribet, M. Lefebvre, E. Rosencher and D. J. Binks, "*Laser Diode Injected Intracavity-Doubled Ti: Sapphire laser for Single –Mode Tunable UV Sources*", IEEE Journal Of Quantum Electronics V(37), N(2), (2001).

[11] Ci-Ling pan, Nen-Wen Pu., and Jia-Min Sheih, "*Dynamic pulse build up in continuous – wave passively mode –locked picosecond Ti: sapphire /DDi and Ti: sapphire /IR140 lasers*", Chines Journal of Physics 37, 4, 361-379, (1999).

[12] F. Song, J. Q. Yao, D. W. Zhou, *et al.*, "*Rate –equation theory and experimental research on dual – wavelength operation of a Ti: sapphire laser*", Spring Verlag 605-610, (2001).

[13] B. I. Stepanov, "*Calculation methods of optical quantum generators II*", Minsk: Nayka, (in Russian), (1968).

[14] M. Soukieh, B. Abdul Ghani, M. Hammadi, "*Numerical calculations of intracavity dye Q- switched ruby laser*", Optics and Lasers in Engineering, 41; 177-187, (2002).

[15] R. Sheps and J. F. Myers, "*Dual-wavelength coupled –cavity Ti: sapphire laser with active mirror for enhanced red operation and efficient intracavity sum frequency generation at 459 nm*", IEEE Journal of Quantum Electronics (30), (4) 1050-1057, (1994).

[16] G. A. Henderson, "*A computational Model of a dual – wavelength solid state laser*", J. Appl. Phys. 68 (11), 5451-5455, (1990).

[17] H. Su, H. Shen, W. X. Lin, R. R. Zeng, C. H. Huang, and Zhang, "*Computational model of Q- switch* $Nd:YALO_3$ *dual –wavelength laser*", J. Apll. Phys. V(84), N(12), 6519-6522, (1998).

[18] A. E. Siegman, "*Lasers*", Sausalito California USA (1986).

[19] A. V. Kir'yanov, V. A. Abortes *et al.*, "*Second-harmonic generation by Nd^{3+}:YAG / Cr^{4+}:YAG laser pulses with changing state of polarization*", Optical Society of America, TB4-3/331: TB4-1/329, (1999).

[20] W. Koechner, "*Solid -State Laser Engineering*", Springer Verlag, (2005).

[21] L. Richard Sutherland, "Hand Book of Nonlinear Optics", Marcel Dekker Inc, (1996).