

مدل سازی اثرات گسیل خود به خودی-تقویت شده و اثرات گرمایی در یک لیزر فیبری دو غلافی ایتربیومی در کارکرد کلیدزنی ناکنا

محمدرضا عبدالحسینی مقدم^{۱*}، سیدرضا زارع کلاته^۲، شریفه شاهی^۳، حسین ثقفی فر^۴

چکیده:

در این تحقیق یک مدل موج رونده چند طول موجی در حوزه زمان و گستره $1,1 - 0,9 \mu\text{m}$ ، برای شبیه‌سازی طیف گسیل خودبه‌خودی تقویت شده در محیط بهره فیبری ایتربیومی مورد استفاده قرار گرفته است. نشان داده می‌شود که به چه میزان انتخاب طول موج دمش، در مشخصه های بهره و ASE همچنین کارکرد کلیدزنی-Q (با یک بلور $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$)، می‌تواند موثر باشد. استفاده از طول موج های دمش ۹۱۵ و ۹۵۰ nm نانومتر اگرچه می‌تواند با ایجاد یک طیف پهن، شرایط مناسبی را برای قفل شدگی مد فراهم سازد، ولی در رژیم کلیدزنی Q ناکنا، به تولید تپ های کم انرژی منجر خواهد شد. این کاهش در شدت، همچنین سطح توانی ASE و انرژی هر تپ، می‌تواند به تولید گرمای بیشتر در جاذب (در فاصله بین دو تپ) منجر شود. این اثر در توان متوسط بالا، عامل پرش و تغییر تدریجی در نرخ تکرار و انرژی هر تپ خواهد شد.

کلمات کلیدی: تابش خودبه‌خودی- تقویت شده، روش موج رونده، فیبر ایتربیوم دو غلافی، جاذب اشباع پذیر.

۱. مقدمه

برای افزایش میانگین توان لیزر در یک طرح فیبری به نظر می‌رسد تا حدی که عملاً اجازه داریم بهتر است

اندازه هسته را بزرگ کنیم و آنرا به شدت با یک چشمه دمش تحریک کنیم. در تلاش برای رسیدن به این هدف به زودی به این نتیجه خواهیم رسید که با هر ابعادی از فیبر، توان خروجی لیزر توسط، گسیل های خودبخودی تقویت شده (ASE) و شکست گرمایی محدود می‌شود. به عبارت دیگر از یک طرف افزایش توان دمش باعث افزایش بار گرمایی می‌شود و از طرف دیگر افزایش سایز دهانه بهره، توسط محدودیت‌های ساختاری و اتلاف‌های ناشی از ASE محدود می‌شود. باید توجه داشت که در محیط بهره لیزری برخی از یون های فعال لیزری بعد از برانگیزش نوری، بطور خودبخودی گسیل نوری خواهند داشت که این نور فلور سانس تولیدی

۱) استادیار، پژوهشکده لیزر و اپتیک، تهران خیابان کارگر شمالی
P.O. Box 14155-1339

mrammoghaddam@gmail.com

۲) کارشناسی ارشد از پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، مجتمع علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، شاهین شهر اصفهان:
z_reza_12@yahoo.com

۳) عضو هیات علمی دانشگاه آزاد اسلامی واحد خوراسگان:

Norshahi9@gmail.com

۴) هیات علمی پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، مجتمع علوم کاربردی، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، شاهین شهر اصفهان:
saghafifar1@yahoo.com

مشخصه طیف همراه شده با تپ خواهد بود. تنها بر مبنای این اطلاعات طیفی است که می توان ساختار مناسب را برای یک تشدیدگر یا تقویتگر، برای کارکرد پیوسته یا تپی انتخاب نمود.

در این مقاله با بکارگیری روش موج رونده و اعمال شرایط اولیه مناسب، به کمک نرم افزار متلب معادلات نرخ حل شده تا اثر طیف خروجی ASE در یک فیبر دوغلافی بر روی عملکرد کلیدزنی-Q ناکنا به مشخصه های تپ و فیبر مرتبط شود.

۲. مدل سازی نظری

در این مقاله با اعمال شرایط مرزی مناسب، معادلات نرخ جفت شده [۲-۵] با نرم افزار MATLAB حل می شود:

$$N_0 = N_1(t) + N_2(t) \quad (۱)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2(x, t)}{\partial t} = & \frac{\Gamma_p \lambda_p}{hcA_{co}} [\sigma_{ap} N_1(x, t) - \\ & \sigma_{ep} N_2(x, t)] P_p^-(x, t) + \\ \sum_k \frac{\Gamma_k \lambda_k}{hcA_{co}} & [\sigma_{ak} N_1(x, t) - \sigma_{ek} N_2(x, t)] \times \\ & (P_k^+(x, t) + P_k^-(x, t)) - N_2(x, t) / \tau \end{aligned} \quad (۲)$$

$$\pm \frac{\partial P_p^\pm(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{v_p} \frac{\partial P_p^\pm(x, t)}{\partial t} = \quad (۳)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_p [\sigma_{ep} N_2(x, t) - \sigma_{ap} N_1(x, t)] P_p^\pm(x, t) - \\ \alpha_p \cdot P_p^\pm(x, t) \\ \pm \frac{\partial P_k^\pm(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{v_k} \frac{\partial P_k^\pm(x, t)}{\partial t} = \end{aligned} \quad (۴)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_k [\sigma_{ek} N_2(x, t) - \sigma_{ak} N_1(x, t)] P_k^\pm(x, t) - \\ \alpha_k \cdot P_k^\pm(x, t) + N_2(x, t) \xi_k \end{aligned}$$

در این دسته از معادلات، اثرات غیرخطی مورد مشاهده در تارهای آلاییده با غلظت های بالا نظیر برهمکنش

عمدتاً از کنار فیبر خارج می شوند. با این حال قسمت کمی از آن در امتداد فیبر منتشر شده و در نهایت تقویت شدید می شوند. بدین ترتیب محدودیت عمومی در تقویت گسیل برانگیخته نه تنها از گرما بلکه از ASE ناشی می شود و برای جلوگیری از کاهش بهره سیگنال باید مراقب بود تا دما (در طول موجهای پایین)، ASE را در باند قوی (جذب-گسیلی) شکل ندهد.

برای طول موجهایی با بهره بزرگتر از ۳۰ dB ASE می تواند بخش قابل توجهی از توان اپتیکی را تخلیه کند. بدون پالایش ASE، حتی با دماهای قوی رسیدن به بهره بالای ۴۰ dB مشکل خواهد بود [۱]. بطور کلی از نظر نوع کاربرد، تقویت کننده ها به پیش تقویت کننده ها، تقویت کننده میانی و بوستر تقسیم می شوند، که در هر یک، ممکن است بهره تقویت، کاهش نویز و یا افزایش پهنای باند از اهمیت بیشتری برخوردار باشد. مثلاً تقویتگرهای میانی، باید پهن باند یا تخت باند با حداقل نویز طراحی گردند. در این حالت دقت لازم صورت می گیرد که طیف بهره چند بیشینه ای نباشد و معمولاً طول موجهای دمشی انتخاب می گردد که با آنها نوفه در تقویت افزایش نیابد.

برای بررسی پارامترهای موثر در روش کلیدزنی-Q ناکنا یا غیرفعال نیز، همواره رفتار سامانه ابتدا بدون جاذب اشباع پذیر و آینه ها، از طریق شبیه سازی ASE باید مورد ارزیابی قرار گیرد تا سهم توانی آن درطیف خروجی مشخص گردد. در کارکرد تپی هنگامی که دوره زمانی تپ از طول عمر تراز بالایی لیزری فراتر رود اگرچه بهره دریافتی هر تپ بیشتر می شود ولی گسیل های خودبه خودی در فاصله زمانی بین دو تپ، در همه جهات گسترش و تقویت می شود. در این حالت برای تقویت سازی تپ های کوتاه تر با نرخ تکرار پایین تر، سهم تقویت سازی بیش از آنکه بر روی تپ مورد نظر صورت گیرد بر روی ASE صورت خواهد گرفت. مجدداً هرگونه پالایش موثر نویز یا به کارگیری هر گونه المان اپتیکی مبتنی بر اتلاف غیرخطی، منوط به دانستن

آید [۷]. در معادلات زیر از روش موج رونده [۸] برای درک فرایند شکل گیری تپ [۹-۱۵] استفاده شده است، که این روش، روشی متداول برای تبدیل معادلات مشتق جزئی است.

$$N^{sa} = N_1^{sa}(t) + N_2^{sa}(t) \quad (۷)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2^{sa}(z, t)}{\partial t} = & \sum_k \frac{\lambda_k}{hcA_{co}} \sigma_{gsak} N_1^{sa}(z, t) [P_{sak}^-(z, t) + \\ & P_{sak}^+(z, t)] - \frac{N_2^{sa}(z, t)}{\tau_{sa}} \quad (۸) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \pm \frac{\partial P_{sak}^\pm(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{v_{sa}} \frac{\partial P_{sak}^\pm(z, t)}{\partial t} = & [-\sigma_{gsak} N_1^{sa}(z, t) - \sigma_{esak} N_2^{sa}(z, t)] P_{sak}^\pm(z, t) - \\ & a_{sa}^0 \cdot P_{sak}^\pm(z, t) \quad (۹) \end{aligned}$$

که در آن به ترتیب $m^{-3} \times 10^{23} \times 6, 2$ N_{sa} غلظت کل یون‌های آلاینده Cr^{4+} در جاذب، N_{sa}^1 و N_{sa}^2 چگالی‌های موجود در حالت‌های پایه و برانگیخته هستند. توزیع توانی پیشرو و پسرو، گسیل‌های مختلف (k) در جاذب توسط P_{sak}^\pm نمایش داده شده است. برای $YAG: Cr^{4+}$ سطح مقطع‌های حالت پایه و برانگیخته، طول عمر حالت برانگیخته (زمان بازبایی) جاذب به ترتیب با σ_{gsak} ، σ_{esak} و τ_{sa} معین شده‌اند. سرعت نور در جاذب $v_{sa} = c/n_{sa}$ و ضریب شکست در آن $(n_{sa} = 1, 82)$ متفاوت از محیط بهره $(n_f = 1, 45)$ در نظر گرفته شده است. بخشی از ضریب جذب که از شدت پرتو و میزان اشباع شدگی مستقل است (ضریب اتلاف جاذب) با $a_{sa}^0 = 10 \cdot m^{-3}$ نمایش داده می‌شود. فرض بر آن است که پرتو در جاذب به صورت گاوسی منتشر می‌شود و اندازه باریکه در جاذب $\omega_{sak}(z)$ از معادله زیر محاسبه می‌گردد:

$$\omega_{sak}(z) = \omega_{sa0k} \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (۱۰)$$

دوقطبی- دوقطبی، اثر خوشه ای شدن و خاموشی چگالی نادیده گرفته شده‌اند. در این معادلات، N_1 و N_2 چگالی‌های حالت پایه و برانگیخته، N_0 غلظت کلی یون Yb^{3+} در محیط بهره، P_p^\pm نمایانگر انتشار پیش رو و پس رو توان دمش و P_k^\pm مربوط به انتشار پیش رو و پس-رو پرتوی لیزر است. همچنین نمایه مربوط به طول موج‌های گسیلی که به صورت همزمان انتشار می‌یابند با k مشخص گردیده است. سطح مقطع‌های جذب و گسیل Yb^{3+} در طول موج دمش (و گسیل)، نیز در معادلات نرخ بصورت σ_{ap} ، σ_{ep} ، σ_{ak} و σ_{ek} نمایش داده شده اند که مقادیر آن مطابق با داده‌های فیبرهای تجاری شرکت LIEKKI در نظر گرفته شده است [۶]. در این معادلات $\lambda_{p(k)}$ ، $\nu_{p(k)}$ به ترتیب طول موج و سرعت‌های گروه دمش (گسیل) در خلاء هستند. سرعت‌های گروه برای دمش و گسیل با مقدار C/n محاسبه می‌شوند که در آن C سرعت نور در خلاء و n ضریب شکست فیبر می‌باشد. همچنین h ثابت پلانک، τ طول عمر حالت برانگیخته یون Yb^{3+} و $\alpha_{p(k)}$ اتلاف فیبر در طول موج دمش (گسیل) است. عبارت $\xi_k(x, t) N_2(x, t)$ در رابطه (۴) مربوط به گسیل خود به خودی در هسته فیبر است که در آن $\xi_k = M \Gamma_k \sigma_{ek} \frac{hc^2}{\lambda_k^3} \Delta \lambda_k$ تعداد M مد عرضی و پهنای باند گسیل خود به خودی $\Delta \lambda_k$ دارای واحد Wm^2 می‌باشد. در معادلات فوق عامل‌های همپوشانی $\Gamma_{p(k)}$ با فرض گاوسی بودن شکل موج گسیلی و فرض مستقل از طول موج بودن عبارتست از:

$$\Gamma_p = \frac{d_{core}^2}{d_{clad}^2} \quad (۵)$$

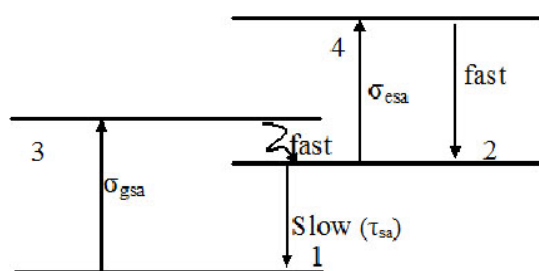
$$\Gamma_k = 1 - \exp\left(-2d_{core}^2/4\omega^2\right) \quad (۶)$$

که در آن d_{core} و d_{clad} قطرهای هسته و غلاف هستند.

در کلیدزنی-Q-ناکنا، اتلاف غیر خطی در محیط، توسط یک جاذب اشباع‌پذیر مثلاً $YAG: Cr^{4+}$ به وجود می-

جاذب ($2,5 \text{ mm}$) و R_{oc} بازتاب آینه خروجی (۴٪) می- باشد. همچنین اتلاف برای یک بار عبور از کواک $\eta \sim 15\%$ در نظر گرفته شده است، که ناشی از بازتاب- های فرنل از سطوح فیبر، بازدهی جفت شدگی در عدسی ها و اتلاف در لایه های نازک می باشد. در این بررسی برای حل عددی معادلات از گام-های $dz = L_{sa}/50$ ، $dx = L/200$ و گام-های زمانی $dt = dx/(nc)$ استفاده شده است. برای بررسی طیفی نیز، ۳۶ طول موج بین 1030 تا 1100 nm با فاصله $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$ در نظر گرفته شده است.

در شکل ۲، یک مدل چهار تراز از ساختار انرژی در $Cr^{4+}:YAG$ نشان داده شده است. جذب های اپتیکی یک گذار از تراز حالت پایه ۱ به تراز ۳، سپس در یک فرآیند خودبه خودی به سرعت به تراز ۲ ایجاد می کند. در این مقاله طول عمر افت خودبه خودی از تراز ۲ به ۱ (τ_{sa}) درجاذب اشباع پذیر یک میکروثانیه فرض می شود. طول عمر مشابه برای افت بین ترازهای ۴ به ۲ در حدود پیکوثانیه می باشد. این بلورها با مشخصه های متفاوتی از سطح مقطع پایه و برانگیخته قابل تولید هستند. مانند بسیاری از مراجع در طول موج 1064 nm مقدار $4,3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ برای σ_{gsa} می تواند در نظر گرفته شود [۹-۱۲].

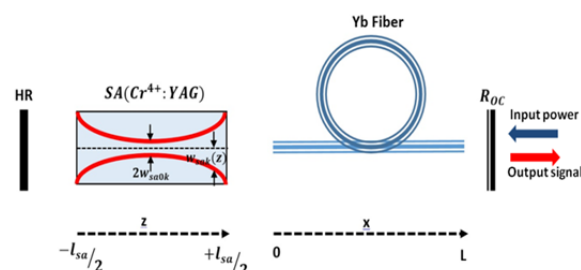


شکل ۲. مدل چهار تراز $Cr^{4+}:YAG$

در جاذب اشباع پذیر با داشتن نسبت بین سطح مقطع جذب حالت زمینه و برانگیخته در یک طول موج مشخص [۱۳]، می توان برای دیگر طول موج ها (مثلاً $1072-1074 \text{ nm}$) این نسبت ($\sigma_{gsa}/\sigma_{esa} = 3$) و

$$z_{0k} = \frac{\pi \omega_{sa0k}^2 n_{sa}}{\lambda_k} \quad (11)$$

که در آن $\omega_{sa0k}(z)$ کمره باریکه، با قطر میدان مدی در فیبر و نسبت فاصله کانونی عدسی های متمرکز کننده پرتو بر روی جاذب کنترل می شود. بنابراین مساحت شدت نوری در هر نقطه بصورت $A_{sak}(z) = \pi \omega_{sak}^2(z)$ محاسبه می گردد. ثابت می شود که بیشینه انرژی تپ با قرار گرفتن دقیق کمر باریکه در میان جاذب بدست می آید [۵]. همانطور که در شکل ۱ به صورت طرحواره نشان داده شده است این نکته در شبیه سازی رعایت گردیده است.



شکل ۱. طرح کلی شبیه سازی برای حالت دمش پسرو: HR آینه با بازتاب کامل، R_{oc} بازتابندگی در تزویجگر خروجی، x متغیر مکان در طول فیبر فعال، z متغیر مکان در طول جاذب، l_{sa} ضخامت جاذب و L طول فیبر فعال برای حل معادلات نرخ، برآورده شدن شرایط مرزی ضروری است برای مثال در شکل فوق:

$$P_k^-(L, t) = P_k^+(L, t) R_{oc} \quad (12)$$

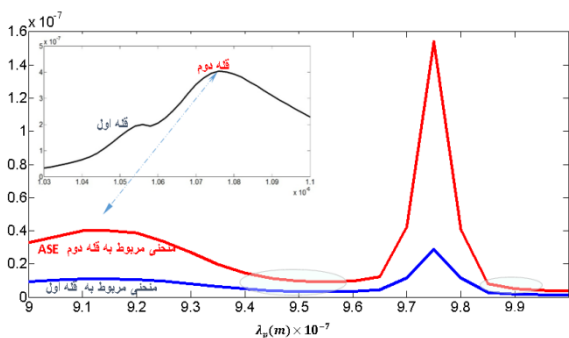
$$P_{sak}^-\left(l_{sa}/2, t\right) = P_k^-(0, t) \cdot (1 - \eta) \quad (13)$$

$$P_{sak}^+\left(-l_{sa}/2, t\right) = P_{sak}^-\left(-l_{sa}/2, t\right) \quad (14)$$

در این معادلات P_0 توان دمش، P_{out-k} توان خروجی برای مولفه k ام طول موجی، L طول فیبر، l_{sa} ضخامت

همانطور که مشخص است در این حالت قطار پایداری از تپ با نرخ تکرار ۲۵۶ kHz تولید می گردد.

شکل داخلی ۴ وجود دو قله غالب را در یک طیف (ASE) نشان می دهد. در این شکل همچنین شدت نسبی قله های اول و دوم موجود در طیف ASE (در شرایط یکسان) برای طول موج های دمشی مختلف با یکدیگر مقایسه گردیده است. این مقایسه برای حالتی است که در آن آینه HR و SA در چینش شکل ۱ حذف شده باشد. همانطور که این شکل نشان می دهد، برای کاربردهای مختلف، می توان طیف ASE را مهندسی کرد. مثلاً طیف تخت تر یا پهن تر ASE به شرط دمشی در نواحی حاشور زده قابل شکل گیری است. در مقابل بیشترین بهره با دمشی در نواحی خاص طول موجی nm ۹۷۶ می توان حاصل شود. در این شکل طول موج دو قله غالب فلورسانسی نمایش داده نشده است ولی نتایج شبیه سازی نشان می دهد که دمشی پیشرو با طول موج های بلندتر، منجر به انتقال قله های ASE به سمت ناحیه طول موجی کوتاه تر خواهد شد.



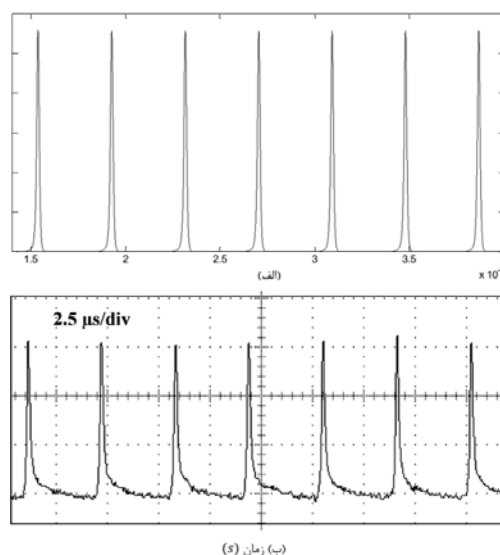
شکل ۴. مقایسه شدت نسبی قله های اول و دوم طیف ASE برای طول موجهای دمشی متفاوت - شکل داخلی دو قله را در یک طیف نشان می دهد

برای کارکرد کلید زنی ناکنا بررسی های بیشتر نشان می دهد که اگرچه در شرایط برابر، دمشی در طول موج ۹۱۵ nm نسبت به ۹۷۶ nm، به تولید تپ های کم انرژی تر با نرخ تکرار کوچکتر منجر می شود ولی در عوض از این طریق، پهنای کوچکتری از تپ حاصل خواهد شد.

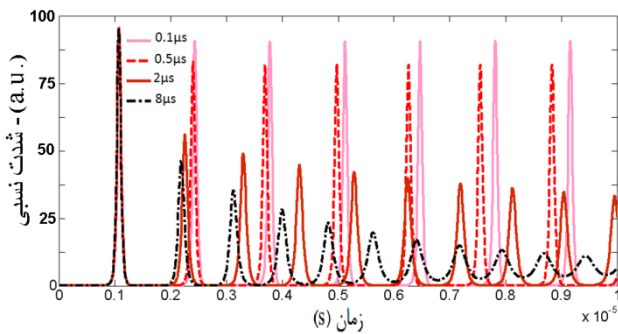
مقدار σ_{gsa} ($3.8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$) را محاسبه کرد [۱۳].

۳. مدل سازی کلیدزنی-Q

در شکل ۳ قطار شبیه سازی شده از تپ های لیزری با نتایج تجربی در یک چینش یکسان مقایسه شده است. در چینش تجربی دمشی پسر و ($10.1 \text{ W} - 976 \text{ nm}$) و نسبت قطری ۵,۴/۱۲۵ برای هسته به غلاف (فیبرفعال) برای یک فیبر ۳ متری در نظر گرفته شده است. همچنین عدسی های لازم برای تنظیم قطر لکه روی جاذب اشباع پذیر و روزنه های عددی ۰,۱۵ و ۰,۴۶ برای هسته و غلاف، دقیقاً یکسان در نظر گرفته شده اند. آرایش در فیبرهای دو غلافی فعال (Liekki) معمولاً به صورتی است که صرفنظر از نسبت قطر- هسته به غلاف، یک جذب 120 dB/m در 976 nm امکان پذیر باشد. هنگام مقایسه طیف ASE برای قطرهای مختلف هسته، در این شرایط (میزان جذب در واحد طول یکسان)، همواره بین غلظتهای ماده فعال در هسته رابطه شکل دارای واحد اختیاری (شدت نسبی) است.



شکل ۳. مقایسه قطار تپ در یک چینش با دمشی پسر و ($10.1 \text{ W} @ 975 \text{ nm}$) بالا) تپ شبیه سازی شده، پایین) ثبت تجربی [۱۵].

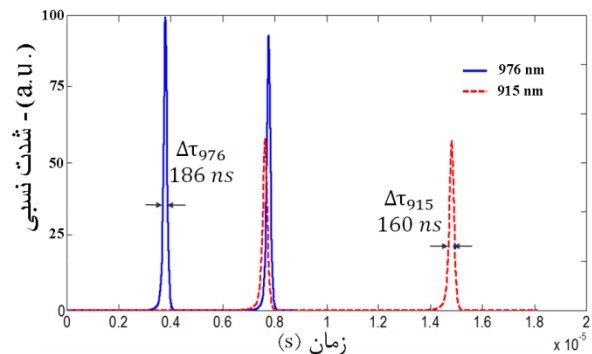


شکل ۷. تغییر نرخ تکرار و ایجاد نوسانات در انرژی تپ با تغییر طول عمر حالت برانگیخته τ_{sa}

بلعکس اگر زمان بازیابی جاذب بیشتر از مدت زمان بین دو تپ باشد، جاذب قبل از اینکه کاملاً به حالت اولیه خود باز گردد دوباره اشباع می‌شود و این روند در تپ‌های بعدی نیز ادامه پیدا می‌کند تا اینکه جاذب فرصت بازیابی خود را از دست داده و قطار خروجی میرا می‌گردد (شکل ۷).

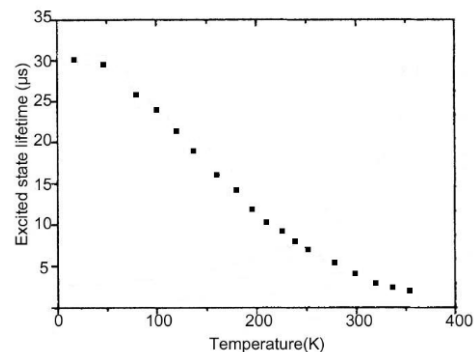
۴. نتیجه گیری

در این شبیه سازی سعی شد تا تاثیر پارامترهای مختلف در عملکرد کلیدزنی-Q-ناکنا مورد بررسی قرار گیرد. برای این کار معادلات نرخ به کمک روش موج رونده حل و توسط نرم افزار متلب شبیه سازی شد. با استفاده از یک جاذب اشباع پذیر $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ در یک چینش مشابه لیزری، تپ خروجی در شرایط یکسان با نتایج تجربی مقایسه گردید. چون اصلی ترین اتلاف در تشدیدگرهای لیزری از این دست، توسط جاذب اشباع پذیر و به صورت غیرخطی ایجاد می‌گردد و چون برای طول مورد نظر از ماده فعال، میزان ASE و سطح توان خروجی در کارکرد پیوسته برای طول موج دمشی ۹۱۵nm نسبت به ۹۷۶nm پایین تر است، انتظار می‌رود که طول موج های دمشی نظیر ۹۱۵nm، بخاطر ماهیت غیر خطی اتلاف در جاذب، اثرات نوسانی بر روی پهنای تپ، نرخ تکرار و انرژی بر تپ در طولانی مدت داشته باشند. مقایسه دقیق تر پهنای و نرخ تکرار تپ در طول



شکل ۸. مقایسه نرخ تکرار، پهنای تپ لیزر و شدت نسبی در قطار تپ خروجی برای دو طول موج دمش ۹۱۵nm و ۹۷۶nm - چینش و توان دمش یکسان

همانطور که شکل ۶ نشان می‌دهد در بلور $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ طول عمر حالت برانگیخته τ_{sa} از حدود $30 \mu\text{s}$ در دمای K ۱۵ به $2 \mu\text{s}$ در K ۳۶۰ کاهش پیدا می‌کند [۱۵].



شکل ۹. وابستگی زمانی بلور $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ به دما [۱۵].

بنابراین تغییر زمان τ_{sa} بر اثر گرما (که می‌تواند از شکل گیری ASE کم شدت در میان دو تپ متوالی ناشی شود) به جیتز زمانی (خواه به صورت پرش و یا کاهش تدریجی-نرخ تکرار) یا تغییرات در انرژی تپ منجر خواهد شود (شکل ۷).

پهنای تپ می شود ولی اگر این کاهش شدت و تولید گرمای بیشتر توسط ASE در جاذب (در فاصله بین دو تپ) ادامه یابد، پرش و تغییر تدریجی در نرخ تکرار و انرژی هر تپ مشهودتر خواهد شد.

مراجع

- موج دمشی ۹۱۵ nm (به دلیل سطح مقطع جذب کمتر نسبت به طول موج ۹۷۶ nm) نشان می دهد که به-کارگیری این طول موج دمشی، به تولید تپ های کم انرژی تر با نرخ تکرار کوچکتر منجر خواهد شد. هرچند این کاهش نرخ تکرار، یک زمان بازیابی کافی برای جاذب اشباع پذیر مهیا می کند که منجر به کاهش Doped Fiber Laser, Optics and Photonics Journal, Vol.2, 2012, pp. 65-72.
- [1] Paschotta R., Encyclopedia of Laser Physics and Technology, 2008, vol. 1, Wiley-Vch Berlin,.
- [2] Huo Y., Brown R. T., King G. G., Cheo P. K., Kinetic Modeling of Q-Switched High-Power Ytterbium-Doped Fiber Lasers, Applied Optics, Vol. 43, No. 6, 2004, pp. 1404-1411.
- [3] Wang Y., Xu C.-Q., Actively Q-Switched Fiber Lasers: Switching Dynamics and Nonlinear Processes, Progress in Quantum Electronics, Vol. 31, No. 3, 2007, pp.131-216.
- [4] Zahradnik P., Peterka P., Vojtíšek P., Honzátko P., Numerical Modeling of All-Fiber Passively Q-Switched Fiber Lasers, 18th Czech-Polish-Slovak Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics, International Society for Optics and Photonics, 2012, pp. 86971L-86971L-86977.
- [5] Huang J., Liang H., Su K., Chen Y., Analytical Model for Optimizing The Parameters of an External Passive Q-Switch In a Fiber Laser, Applied Optics, Vol. 47, No. 13, 2008, pp. 2297-2302.
- [6] Moghaddam M. R. A., Harun S., Ahmad H., Comparison Between Analytical Solution and Experimental Setup of a Short Long Ytterbium
- [7] Hakulinen T., Towards Stabilized, Short Pulse Q-Switched Fiber Lasers, Tampereen teknillinen yliopisto. Julkaisu-Tampere University of Technology. Publication, 2010.
- [8] Griffiths G., Schiesser W. E., Traveling Wave Analysis of Partial Differential Equations: Numerical and Analytical Methods With Matlab and Maple, Academic Press, 2010.
- [9] Shimony Y., Burshtein Z., Kalisky Y., Cr⁴⁺:YAG as Passive Q-Switch and Brewster Plate in a Pulsed Nd:YAG Laser, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 31, No. 10, 1995, pp. 1738-1741.
- [10] Xiao G., Lim J. H., Yang S., Van Stryland E., Bass M., Weichman L., Z-Scan Measurement of The Ground and Excited State Absorption Cross Sections of Cr⁴⁺ in Yttrium Aluminum Garnet, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 35, No. 7, 1999, pp. 1086-1091.
- [11] Zhang X., Zhao S., Wang Q., Wang S., Sun L., Zhang S., Yao G., Zhang Z., Measurement of Absorption Cross Section and Ground State Recovery Time of Cr⁴⁺-Doped Saturable Absorber, J. Optoelectron. Laser, Vol. 9, 1998, pp. 453-457.

- [12] <http://eksmaoptics.com/out/media/YbKGW.pdf>. Electronics, Vol.46, No. 1, 2010, pp. 68-75.
- [13] Ridderbusch H., Graf T., Saturation of 1047 and 1064 nm Absorption in Cr⁴⁺: YAG Crystals, IEEE Journal of Quantum Electronics Vol.43, No. 2, 2007, pp. 168-173.
- [14] Pan L., Utkin I., Fedosejevs R., Experiment and Numerical Modeling of High-Power Passively Q-Switched Ytterbium-Doped Double-Clad Fiber Lasers, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.46, No. 1, 2010, pp. 68-75.
- [15] Kuck S., Petermann K., Pohlmann U., Huber A. G., Near-Infrared Emission of Cr-Doped Garnets: Lifetimes, Quantum Efficiencies, and Emission Cross Sections, Phys. Rev B, Vol.51, 1995, pp. 17323-17331.

Modeling of Amplified Spontaneous Emission and Thermal Effects in an Ytterbium-Doped Double-Clad Fiber Laser in a Passive Q-Switching Regime

Mohammad Reza Abdolhosseini Moghaddam^{1*}, S. Reza Zare Kalate², Sharifeh Shahi³, Hossein Saghafifar⁴

1) Assistant professor, Laser and Optics research school, NSTRI, Tehran, Iran.

mramoghaddam@gmail.com

2) Malek-Ashtar University of Technology, Isfahan, Iran

z_reza_12@yahoo.com

3) Assistant professor, Dental Faculty of Islamic Azad University, Isfahan (Khorasgan) Branch, Iran

Norshahi9@gmail.com

4) Assistant professor, Physics Department, University of Isfahan, Isfahan, Iran

saghafifar1@yahoo.com

Abstract

The multi-wavelength traveling wave model with rate equations is utilized to predict the ASE spectrum of DC-YDFA in time domain and 0.9-1.1 μm region. The model shows how the pumping wavelegth can affect the amplifier operation and change the specification of the gain, the ASE spectrum and the switching regime. Utilising of pumping wavelengths near 915 and 950 nm although will cause to broaden the output spectrum and to prepare the good condition for mode locking regime, however in Q-switched regime it can reduce the amount of energy for pulses in train. Due to generated excess heat in this situation, the period between pulses exhibits a large timing jitter which is mainly caused by selecting inappropriate pump wavelengths and spontaneous emission noise. Therefore the performance of laser can be subsequently degraded by timing jitter and also fluctuations of energy.

Keywords: Amplified Spontaneous Emission, Traveling Wave Model, Ytterbium Doped Double-Clad Fiber, Saturable Absorber