

## НОВА ТЕХНИКА ЗА ПОДОБРЕНИЕ НА ЕФЕКТИВНОСТТА И СПЕКТРАЛНАТА ЧИСТОТА В ПРЕНАСТРОЙВАЕМИ ЛАЗЕРИ

инж. Маргарита Ангелова-Денева\*, инж. Димитър Георгиев Славов\*\*,  
н.с. кфн Елена Вадинова Стойкова\*\*, ст.н.с.І ст.гфн Марин Ненчев Ненчев\*\*\*  
\*ТУ - ф-л Пловдив; \*\* ИЕ-БАН 72 бул. "Цариградско шосе", София, 1784

Представена е нова техника, базирана на възбуждане с формиран сдвоен импулс (теория, експеримент) за качествено подобрене на пасивната самоинжекционна методика за управление на пренастройваеми лазери. Разглеждат се дьувълнови багрилен и титан сапфиров лазер.

## NEW TECHNIQUE FOR IMPROVEMENT OF THE EFFICIENCY AND SPECTRAL PURITY IN TUNABLE LASERS

M. Anguelova-Deneva\*, D. Slavov\*\*, E. Stoykova\*\*, M. Nenchev\*\*\*  
\*TU - Plovdiv branch, \*\*IE - BAS, 72 bul. "Tzarigradsko chose", Sofia, 1784

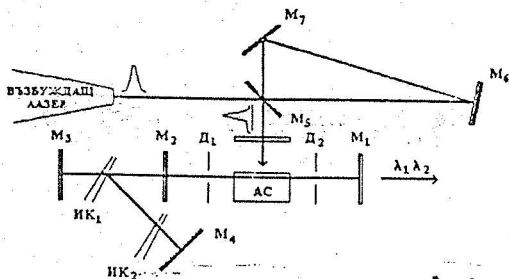
A new technique, based on a dual pulse pumping is proposed (theory, experiment), which improves essentially the "passive self injection locking" method in tunable lasers. Two lawelength dye and  $Ti:Al_2O_3$  lasers are considered.

Наскоро ние предложихме [1,2] нова методика за създаване на високоефективни дьувълнови лазери с независимо управление на вълните, базирана на комбиниране на наше оригинално решение на дьуканален селективен оптичен резонатор с метода на пасивното самоинжекционно управление ПСУ [3]. Създадените лазери, реализирани с активни среди  $Ti:Al_2O_3$  [1] и багрила [2], независимо от селекцията и управлението, позволяват постигане на ефективност, практически равна на максималната, която се постига в неселективен оптимизиран резонатор [1,2].

Съществен проблем за високоефективния метод на ПСУ е ограничената спектрална област на ефективно управление само за реинжекция около спектралния максимум на усилването (типично  $\pm 1 - 2$  nm), което е и общ проблем за всички инжекционни методи. Дори и в този спектрален обхват, за високи интензивности на възбуждането ( $X = 10 - 30$  пъти превишение над прага), които са от основен практически интерес,

жежеланата свободна генерация около максимума на усилването става съизмерима с тази на селектираната линия, а извън него е доминираща. Това силно ограничава приложимостта на лазера.

В работата нице представяме нова техника за качествено подобрене на възможностите на ПСУ - методиката, свързана с ефективно подтискане на фоновата генерация. Ефективността на лазера и съотношението сигнал/шум съществено се повишават, а областта на пренастройване се разширява с повече от порядък. Новата техника се базира на възбуждане с формиран двустъпален импулс (или двойка последователни импулси), първият от които е с интензивност за предизвикване на околопрагова генерация, а вторият е с висока мощност за предизвикване на основната мощна генерация. В частност, двойката импулси може да бъде получена чрез разделяне на възбуждащия импулс и подходяща оптична задръжка на високоинтензивната част. Предложената техника е разработена за двувълнов лазер с независимо пренастройване на вълните, който е с разширени възможности и от интерес за приложения в DIAL- техниката за екологичен контрол, за разделяне на изотопи и в научните изследвания. Новата техника въвежда ново полезно приложение на двумпулсното възбуждане. В предидущи наши работи [4] нице използвахме такъв тип възбуждане като метод за изследване на индуцираните термозагуби в багрилен лазер, а в [5] и в [6] го въведохме съответно като метод за допълнително стеснение на лъчението в селективен резонатор и като техника за подобрене на управлението при активна външнорезонаторна инжекция. В [7] с двумпулсното възбуждане са подобрени енергетичните характеристики на багрилен лазер, възбуждан с къси импулси.



Фиг.1

Оригиналната ниша схема на двувълнов генератор със самоинжекционно управление и двустъпално възбуждане е представена на Фиг.1. Активната среда АС генерира в плоскопаралелния резонатор с изходно огледало  $M_1$  ( $R=0,9$ ) и изход за управление през  $M_2$  ( $R=0,7$ ).

Външните огледала  $M_3$  и  $M_4$  ( $R=1$ ) реинжектират лъчението от АС през  $M_2$  на две дължини на вълната, зададени съответно от пропускането на

интерференчните клинове ИК<sub>1</sub>(λ<sub>1</sub>) и ИК<sub>2</sub>(λ<sub>2</sub>) [1, 2]. Интерференчните клинове (виж напр.[8]) са от типа "сандвич" с дебелина 5 μm, ъгъл при върха 2,7 mrad и отражение на диелектричните огледала 0,9 (ОРТЕЛ България). При трансляцията на клиновете се пренастройват независимо λ<sub>1</sub> за ИК<sub>1</sub> и λ<sub>2</sub> за ИК<sub>2</sub>. Линията на пропускане на клиновете е с ширина ~1nm, и с T ~ 0,84. M<sub>2</sub>, ИК<sub>1</sub> и M<sub>3</sub> формират интерференчна структура с повишена отражателна способност за λ<sub>1</sub>, а M<sub>2</sub>, ИК<sub>1</sub> като междинен отражател, ИК<sub>2</sub> като селектор и M<sub>4</sub> - за λ<sub>2</sub>. За посочените стойности на параметрите в схемата от Фиг.1 получаваме за ефективните отражения [3] за λ<sub>1</sub> и λ<sub>2</sub> съответно 0,97. За останалите дължини на вълната отражението е 0,7. Проблемът възниква от конкуренцията между, от една страна генерацията на λ<sub>1</sub> и λ<sub>2</sub> и свободната генерация в областта на максималното усилване λ<sub>m</sub>, от друга. Сечението на усилване за λ<sub>m</sub> може да превиши съществено това за усилване на λ<sub>1</sub> и λ<sub>2</sub> при отстройването им от максимума, което води до доминиране на свободната генерация за λ<sub>m</sub>. От съображения от физиката на генерацията, нестационарният характер на едновременното генериране на селектираните линии и нежеланата свободна генерация трябва да бъде силно изявена при високи интензитети на възбуждането (≥10 - 50 пъти над прага) и малка продължителност (≤ 10 ns) когато генерацията с оптимални условия не успява да се развие. Така че в случая може да се очаква силна зависимост на смуцаващото излъчване от превишението над прага. Теоритичното изследване е извършено с утвърдения модел на четиринивова генерационна схема, описан от системата диференциални уравнения: [10, 11]

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = W(t) \cdot N_i - \sum [B_i \cdot q_i(t)] \cdot N(t) - \frac{N(t)}{\tau_c} \\ \frac{dq_i}{dt} = V a_i \cdot B_i \cdot q_i(t) \cdot N(t) - \frac{q_i(t)}{\tau_e} + K_i \cdot \frac{N(t)}{\tau} \end{cases}$$

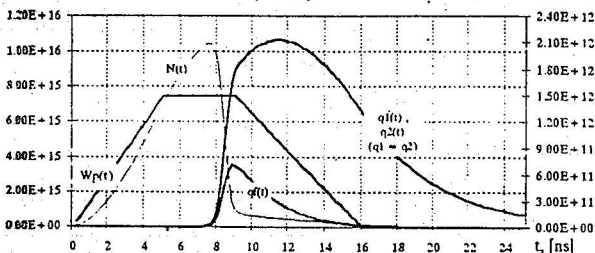
където N(t) е инверсната населеност, q<sub>i</sub>(t) е броят на фотоните, съответно за λ<sub>1</sub> i=1, за λ<sub>2</sub> i=2, за λ<sub>m</sub> i=f (q<sub>f</sub>(t)), τ и τ<sub>ei</sub> са съответно времето на живот на горното лазерно ниво и на фотона в резонатора за съответната дължина на вълната, Va е активния обем ~ 2 \* 10<sup>-4</sup> cm<sup>3</sup>, B = σ \* I \* Co / Va \* L (дължина на резонатора l = 10 cm, l на AC - 1 cm, AC - Rh 6 G в етанол, σ<sub>max</sub> = 1,86 \* 10<sup>-16</sup> cm<sup>2</sup>, при пресмятанията σ за λ<sub>1</sub> и λ<sub>2</sub> се приема еднакво и равно на 0,94 \* σ<sub>max</sub>). K<sub>i</sub> ~ 10<sup>-11</sup> + 10<sup>-13</sup> cm<sup>3</sup>

Решението на системата е извършено компютърно по метода "Рунге - Кута 4". На Фиг. 2а е представена типична крива на възбуждащия импулс Wp(t), апроксимиран с добро приближение с трапецовидна функция, и получените от решението на системата импулси на двувълновата генерация

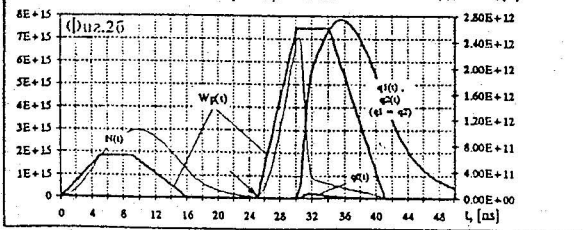
за условията от Фиг. 1 за превишение над прага  $X = 10$ . Отстройката на селекцията от максимума е  $\sim 20$  пт. За  $X = 2,5$  същото съотношение е 125, т.е. почти на два порядъка по-добро.

Предложената от нас техника използва тази разлика. При нея с околорагово възбуждане се стимулира развитието на генерация около линията с повишено отражение с многократно по-висок интензитет, отколкото на неселективната генерация. В подходящ момент до прекратяването на генерацията се включва второто стъпало. При това формираното интензивно лъчение в резонатора от околораговата генерация увлича ефективно възникващата мощна генерация.

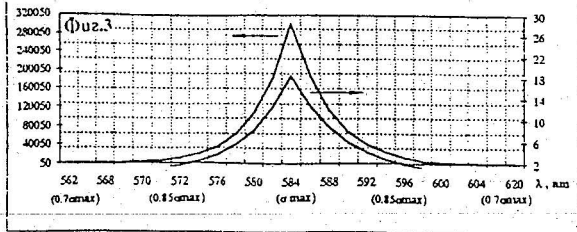
$W_p(t), [10^{-9}, \text{e}^{-3}]$   $X = 10$   $q_1(t) \cdot 2, q_2(t) \cdot 2 (q_1 = q_2)$   
 $N(t), [\text{cm}^{-3}]$   $2 \cdot q_{2\text{max}} / q_1 = 6$   $q_1(t) \cdot 20, [-]$



$W_p(t), [10^{-9}, \text{e}^{-3}]$   $N(t), [\text{cm}^{-3}]$   $q_1(t) \cdot 2, q_2(t) \cdot 2 (q_1 = q_2)$   
 $q_1(t) \cdot 20000, [-]$



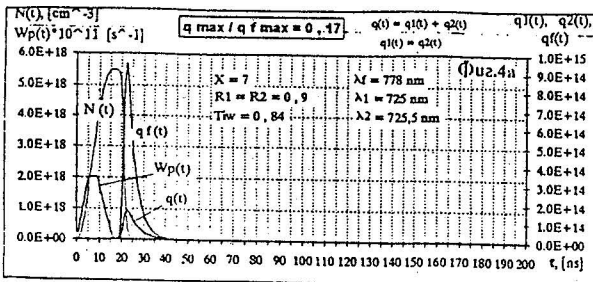
$q_{\text{max}} / q_1 \text{ max}$   $q_{\text{max}} / q_1 \text{ max}$   
 (two step ramping  $X = 2,5 \rightarrow 10$ ) (one step ramping  $X = 10$ )



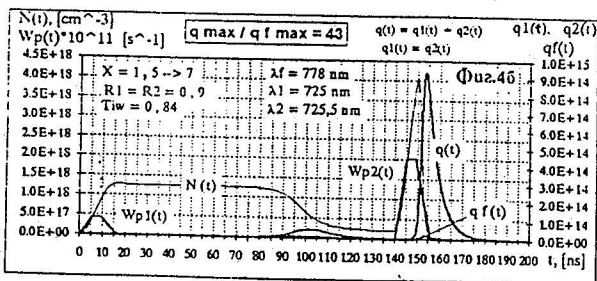
На Фиг. 26 е представена типична графика на генерацията при възбуждане с формиран импулс, получен от единичен възбуждащ импулс с разделянето му на два парциални импулса съответно  $X=2,5$  пъти и  $X=10$  пъти и заръжка в оптичната линия на мощния парциален импулс от приблизително  $\sim 25$  пс. При възбуждане с такъв профилиран импулс съотношението селектирана генерация / фонова генерация нараства с около три порядъка - до  $\sim 70$  000, което за конвенционални приложения е практически елиминирани на фоновата генерация. Известно е, че фоновото излъчване в

елиминирани на фоновата генерация. Известно е, че фоновото излъчване в

традиционните най-разпространени схеми с решетки съставлява няколко процента. При това, в предложената схема ефективността на лазера е практически равна на максималната ( $R_1=0,9$ ;  $R_2=0,97$ ) постигана в неселективен резонатор ( $R_1=0,9$ ;  $R_2=1$ ). На Фиг. 3 са дадени типични криви на съотношението сигнал / фонова генерация за възбуждане с единичен импулс ( $X=10$ ) и по предложената методика ( $X=2,5 \rightarrow 10$  със задръжка  $\sim 25$  ns) при пренастройване на лазера. Вижда се разширението на поряток и повече.



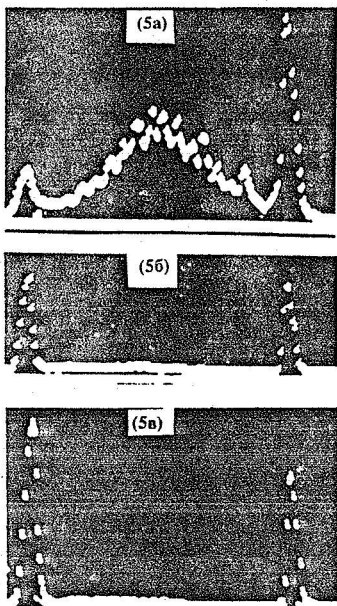
На Фиг. 4 са представени типични криви, пресметнати за  $Ti: Al_2O_3$  лазер (за типични параметри по Multon)[9] за  $X=7$  (4a) и резултантната крива при възбуждане с двойка последователни импулси  $X=1,5$  и  $X=7$  при задръжка от 140 ns. Фонът от по-интензивен от селектираната генерация се понижава до по-малък от 1/100. Компютингът показва оптимизация при



включване на второто стъпало с известна задръжка след максимумата на генерацията от първото.

Предложената методика на двуимпулсно пасивно самоинжекционно управление бе тествана експериментално на примера на багрилен лазер с Rh 6G ( $C \sim 10^{-3}$  mol/l). Възбуждането е с втора хармонична (0,53  $\mu m$ ,  $E_{имп.} \sim 2$  mJ, честота на повторение 5 Hz) на Nd:YAG лазер. Използвана е схемата от Фиг.1. Импулсът се разделя с плоско-паралелна пластина на два парциални импулса, първия за  $X = 2,5$  (175  $\mu J$ , праг  $\approx 70$   $\mu J$ ) и вторият за  $X \approx 25$  (1,8 mJ). Закъснението от 16 ns е реализирано с оптична линия с дължина  $\sim 4,8$  m. Двете селектирани дължини на вълните са настроени от двете страни на максимума на усилване за  $\sigma(\lambda_1) \approx \sigma(\lambda_2)$  (загубите са еднакви). Спектрограмите са снети с ОМА и спектрограф СТЭ - 1 (0,9

nm/mm). На Фиг. 5а е дадена типична спектрограма при генериране с възбуждане високо над прага ( $X=2.7$ ). Фоновата генерация е с интензивност, сравнима с тази на селектираното лъчение. На Фиг.5б е дадена спектрограмата за възбуждане с околопрагов импулс ( $X=2$ ). Излъчването на лазера при възбуждане с двойният импулс ( $X=2$  за първата част,  $X=25$  за втората) е показана на Фиг.5в. Вижда се рязкото понижение (практическото отсъствие) на фона в сравнение с директното възбуждане. Необходимо условие за това е прецизното съвместяване на оста на генериране в неселективния резонатор и на самоинжекцията от една страна, както и на осите на участъците на възбуждане на средата с двата импулса. Това се постига с въвеждането на двойката ди.фрагми  $D_1$  и  $D_2$  ( $\sim 0,6$  mm). На спектрограмите интензитетът на лъчението е намаляван походящо с филтри, така че максимумите на кривите на всяка спектрограма да са приблизително еднакви. Разстоянието между двойката селектирани линии е  $\approx 6$  nm.



Фиг.5

#### Литература:

1. M. Nevev, M. Nenchev, R. Barbe, J. Keller, IEEE J. of QE, 31, No 7, 1-10, 1995;
2. M. Deneva, M. Nenchev Proc. Simp. "Metrology - 94", Sept. 1994, Bulgaria, 32-35;
3. Biorkhein J. and all. Opt. Comm., 4, 204, 1983;
4. M. Nenchev, Журн. прикл. спектр., 32, 933, 1980;
5. M. Nenchev, Bulg. Pat. 28389/1978, M. Nenchev, A. Gizbrekht, Opt. Comm., 45, 266, 1983;
6. M. Nenchev, Bulg. Pat. 42657/1986;
7. J. Lawler and all Appl. Opt., 15, 10, 83, 1976;
8. M. Nenchev, E. Stoykova, Opt. Quant. Electron., 25, 789, 1983;
9. P. Multon, JOSA, 3, 125, 1986
10. О. Звельто "Принципы лазеров" Москва, "Мир" - 1984;
11. T. Okada, M. Madea, Y. Miyazoe, IEEE J. of QE, Vol. QE-15, No 7, July 1979

## NEW TECHNIQUE FOR IMPROVEMENT OF THE EFFICIENCY AND SPECTRAL PURITY IN TUNABLE LASERS

M. Angelova-Deneva\*, D. Slavov\*\*, E. Stoykova\*\*, M. Nenchev\*\*,\*\*

\*TU - Plovdiv branch, \*\*IE - BAS, 72 blvd. "Tsarigradsko Shosse", 1784 Sofia

Tunable lasers and two-wavelength lasers in particular are of essential interest as coherent light emitters for ecological survey systems development (DIAL - lidars), for separation of isotopes, in testing of optical communication systems and in scientific researches. A very effective method for laser spectrum control is a "passive self-injection locking" which ensures a laser efficiency practically equal to the maximum obtained in the optimized non-selective cavity [1,2] independently of the spectral control. The main limitation in applying the method is the appearance of a non-desired free lasing which is comparable with the selected line near the gain maximum and becomes dominating outside this region.

We report (theory, experiment) a new technique for a substantial improvement of the "self-injection locking method". It is based on an appropriate two-step pumping of the laser using a formed dual-pulse. The technique demonstrates a novel useful ability of a dual-pulse pumping which has been introduced by us [3] before as an efficient technique for an active injection locking improvement. The first pump pulse is with a near threshold intensity and initiates a preliminary laser emission of a high purity of the selected line which results in a highly efficient intracavity self-injection locking for the main generation initiated by the main (10-30 times the threshold) pump pulse. The developed technique permits for a reasonable pumping intensity of 10-30 times the threshold to increase the tuning range of the order of the magnitude or higher without free lasing. When the laser is tuned near the gain maximum (to  $\sigma=0.9 \sigma_{\max}$  or higher, depending on the conditions) the background light emission is suppressed to be of  $10^3$ - $10^4$  times smaller in comparison with the selected line.

The proposed technique is developed on the example of the lasers which operate at two independently tuned wavelengths with original cavity designs using as a selector an interference wedge [4]. The dye and  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  lasers are considered.

1. Biorkhein J. et.al. *Opt. Comm.*, 4, 204, 1983.
2. M. Nevev, M. Nenchev, R. Barbe, J. Keller, *IEEE J. of Quant. Electron.*, M. Deneva, M. Nenchev, *Proc. Confer. "Metrology '94"* Bulg., 1994, 32-35.
3. M. Nenchev, *Bulg. Pat.* 42657/1986.
4. M. Nenchev, E. Stoykova, *Opt. Quant. Electron.*, 25, 789, 1993.