



کاربرد تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده [SFUR] در لیزر رزینهای با دمش به وسیله هماهنگ دوام لیزر Nd:YAG

کامبیز رحیمیان، امیرحسین فرهبد، اکبر حریری*

مرکز تحقیقات و کاربرد لیزر، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۸۴۸۶-۱۱۳۶۵، ایران - تهران

چکیده: تشدیدگر ناپایدار خود پالاینده (SFUR) با بزرگنمایی $M = -3$ در لیزر رزینهای با دمش به وسیله هماهنگ دوام لیزر نئودیمیم - باگ مورد مطالعه قرار گرفت. رنگ به کار رفته رودامین 6G با غلظت 5×10^{-3} mol/lit است. رفتار فضایی تپهای لیزری حاصل از این تشدیدگر با تپهای تشدیدگر صفحه موازی، با طول معادل، مقایسه شد. انرژی‌های خروجی اندازه گیری شده در این دو تشدیدگر به ترتیب $26 \mu\text{J}$ و $20 \mu\text{J}$ است که قابل مقایسه‌اند. اختلاف اساسی این دو تشدیدگر در واگرایی باریکه‌های آنهاست که برای تشدیدگر خودپالاینده 0.77 میلی رادیان و برای تشدیدگر صفحه موازی 1.6 میلی رادیان اندازه گیری شد. کاهش واگرایی، درخشایی بالایی را (که در دو تشدیدگر به ترتیب 1.5×10^{11} و 2.2×10^{10} وات بر سانتیمتر مربع بر استرادیان است) به همراه دارد. پهنای تپ در تشدیدگر SFUR برابر 7 نانوثانیه و در تشدیدگر صفحه موازی 17 نانوثانیه اندازه گیری شد. نتایج حاصل نشان می‌دهند که تشدیدگر خودپالاینده قادر است درخشایی را در واگرایی کسری از میلی رادیان در مقایسه با تشدیدگر صفحه موازی دست کم 10 بار افزایش دهد. به منظور توصیف رفتار دینامیکی تشدیدگر SFUR، محاسبات عددی بر اساس معادلات آهنگ به کار رفت که با نتایج تجربی به دست آمده به خوبی سازگارند.

واژه‌های کلیدی: تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده، لیزر رزینهای، درخشایی، تشدیدگر صفحه موازی

Nd:YAG (2 ω) Pumped Dye Laser Using Self-Filtering Unstable Resonator (SFUR)

K. Rahimian, A. H. Farahbod, A. Hariri*

Laser Research Center, AEOI, P.O.Box: 11365-8486, Tehran - Iran

Abstract: A self-filtering unstable resonator (SFUR) with a magnification of $M = -3$ in a Nd:YAG(2 ω) dye laser has been studied. The dye solution is Rhodamine 6G in alcohol with the concentration of 5×10^{-3} Mol/lit. The spatial intensity distribution of the resonator has been compared with that of a plane-parallel (PP) resonator of equal length. The output energy in both configurations are comparable ($20 \mu\text{J}$, and $26 \mu\text{J}$, respectively). A significant difference between these two resonators is the laser beam divergence, where beam divergences of 0.77 mrad for the SFUR and 1.6 mrad for the plane-parallel resonator have been measured. The brightness corresponding to these two resonators are 1.5×10^{11} and 2.2×10^{10} W.cm⁻².Sr⁻¹, and the pulse widths are 7 and 17 ns, respectively. These figures show clearly that laser resonator based on the SFUR design can increase the laser brightness by a factor of 10 , with a beam divergence of a fraction of mrad, compared with the plane-parallel resonator. In order to describe the dynamic behavior of the SFUR design, a numerical calculation based on the rate equations have been used and a good consistency with the experiment has been obtained.

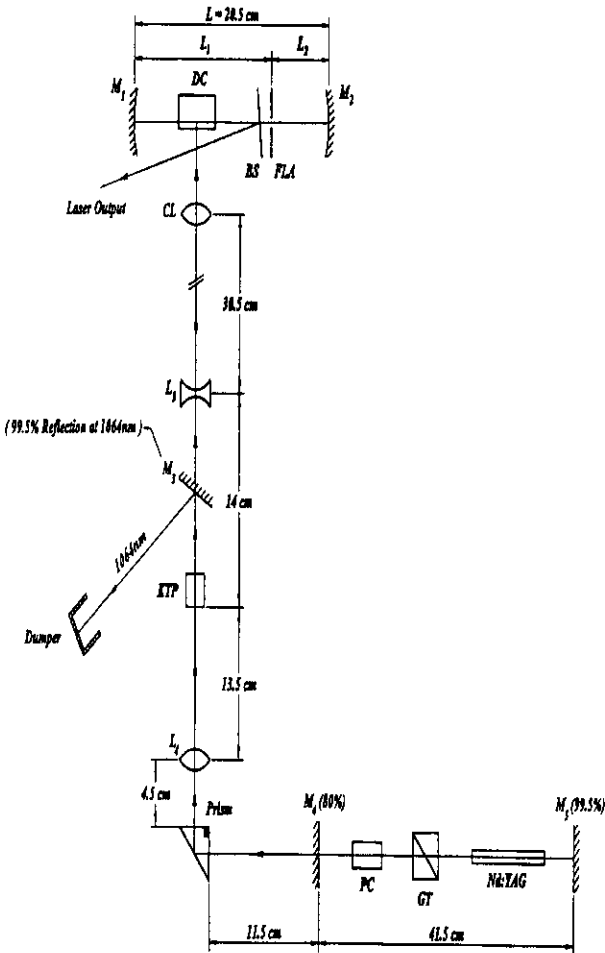
Keywords: self-filtering unstable resonator, dye laser, brightness, plane-parallel resonator

۱- مقدمه

تشدیدگرهای نوری ناپایدار نخستین بار به توسط سیگمن و همکاران مورد بررسی قرار گرفت [۴-۱]. مزیت‌های اساسی این تشدیدگرها، به عنوان تشدیدگرهای لیزر، عبارتند از: حجم مودی بزرگ، وجه تمایز بارز در مدهای عرضی، بازدهی خوب در تولید انرژی خروجی، واگرایی کم و درخشندگی زیاد باریکه لیزر.

تشدیدگرهای ناپایدار به دو دسته شاخه مثبت (PBUR) و شاخه منفی (NBUR) تقسیم می‌شوند. تشدیدگرهای شاخه منفی به علت دارا بودن نقطه کانونی حقیقی درون کاواک، که موجب متمرکز شدن و تخریب در محیط فعال می‌شوند در گذشته کمتر مورد توجه قرار گرفته‌اند. گویی و ریالی [۵] نخستین بار تشدیدگر ناپایدار خودپایا پنده را برای حذف این ناهنجاری پیشنهاد کردند. این تشدیدگرها اکنون به صورت آرایش هم‌کانونی یا به صورت آرایش کلی GSFUR (تشدیدگر خودپایا پنده کلی) در لیزرهای CO_2 [۶]، CVL [۷]، XeCl [۸-۱۲]، Nd:YAG [۱۳] و لیزرهای رزینهای بادمش به وسیله لیزر N_2 [۱۴]، دمش به وسیله لامپ درخش [۱۵]، و یا به صورت جفت شده [۱۶] بکار رفته‌اند. در تشدیدگر SFUR از یک روزنه در کانون مشترک دو آینه M_1 و M_2 با فواصل کانونی f_1 و f_2 ($f_2 < f_1$) استفاده می‌شود (شکل ۱). برای تحلیل این نوع تشدیدگر فرض می‌شود که موج تختی از سطح روزنه به سوی آینه M_2 حرکت کند. این موج پس از بازتابش از روی آینه M_2 به سطح روزنه برمی‌گردد. با در نظر گرفتن شرط "خودتصویری" و حذف نوسانهای تابع ایری^(۳) موج بازتابشی، می‌توان برای انتخاب شعاع روزنه، رابطه $a = \sqrt{0.61 \lambda f_2}$ را بکار برد. سطح روزنه موج بازتابشی به عنوان محدودکننده میدان (FLA)^(۳) منظور می‌شود.

در این کار پژوهشی، لیزر رزینهای رودامین $6\text{G}^{(۴)}$ با دمش به وسیله باریکه هماهنگ دوم Nd:YAG مورد مطالعه قرار گرفته است. مطالعاتی که تاکنون درباره لیزرهای رزینهای با دمش به وسیله هماهنگ دوم Nd:YAG انجام گرفته با استفاده از تشدیدگرهای پایدار بوده است. در این کار نشان داده



شکل ۱- آرایش تجربی و نحوه فرارگیری قطعات اپتیکی برای لیزر Nd:YAG با سونیچ الکترواپتیکی Q همراه با بلور KTP برای تولید هماهنگ دوم و لیزرزینهای با تشدیدگر ناپایدار SFUR.

منشور گلن- تامسون، PC سلول پاکتز، DC سلول رنگ، عدسی واگرا با فاصله کانونی ۱۵ cm، عدسی همگرا با فاصله کانونی ۵ cm، عدسی استوانه ای با فاصله کانونی ۵/۵ cm، M_1 و M_2 آینه‌های مقعر با پوشش آلومینیوم و فواصل کانونی به ترتیب ۱۵ و ۵ سانتی متر. M_3 و M_4 آینه‌های تخت دی الکتریک با بازتابندگی به ترتیب ۸۰/۹۹/۵ و ۱۰۶۴ nm در طول موج.

می‌شود که تشدیدگر SFUR را می‌توان برای حجم کوچکی از محیط فعال رنگ بکار برد که طبعاً مزیت‌های مرتبط با انتخاب این تشدیدگر، مانند واگرایی کاهش یافته نسبت به تشدیدگرهای پایدار، درخشایی زیاد و دریافت خروجی با نیمرخ فضایی گاوسی را نیز در بردارد. مطالعات نظری برای توصیف رفتار دینامیکی خروجی لیزر نیز ارائه خواهد شد.

۲- آرایش تجربی دمش لیزر رزینه‌ای

برای دمش لیزر رزینه‌ای از لیزر Nd:YAG با محیط فعالی به طول ۶۲mm و قطر ۶/۲۵mm استفاده شد. محفظه لیزر که شامل میله لیزر و لامپ درخش است با آب خنک می‌شود و آهنگ تکرارپذیری سیستم ۱ تا ۵ هرتز است (شکل ۱). تشدیدگر لیزر متشکل از آینه‌های تخت M_1 و M_2 ، با ضرایب بازتابندگی ۸۰٪ و ۹۹/۵٪ انتخاب شده است. طول تشدیدگر ۴۱/۵cm، و خروجی باریکه لیزر از طرف آینه M_2 است. سیستم لیزری مجهز به سوئیچ الکترواپتیکی Q است و به این وسیله پهنای تپ تقریباً ۱۵ ns می‌شود.

برای تولید هماهنگ دوم Nd:YAG از یک بلور KTP^(۵) استفاده شده و قطر لکه باریکه بر روی سطح بلور KTP به وسیله یک عدسی همگرا کاهش داده شده است تا چگالی توان باریکه افزایش یابد. بلور بر روی پایه مناسبی نصب و به گونه‌ای تنظیم شده است که راستای پرتو بازتابیده از سطح ورودی بلور تقریباً در راستای پرتو ورودی باشد. چون انرژی هماهنگ دوم به راستای قطبش نور ورودی نیز حساس است، بلور حول محور پرتو ورودی به نحوی چرخانده می‌شود تا بیشترین انرژی این هماهنگ تولید شود. باریکه خروجی از KTP علاوه بر طول موج ۵۳۲ nm شامل طول موج اولیه ۱۰۶۴ nm نیز می‌باشد. بنابراین برای حذف پرتو لیزر Nd:YAG، پس از عبور از KTP، از یک آینه تمام بازتابان M_3 در طول موج ۱۰۶۴ nm استفاده شد و باریکه بازتابیده به سوی جاذب مناسبی هدایت گردید.

پارامترهای اساسی برای طراحی تشدیدگر SFUR به این ترتیب خلاصه می‌شوند:

$$L_1=f_1, L_2=f_2, L=f_1+f_2 \quad (1)$$

$$M = -\frac{f_1}{f_2} \quad (2)$$

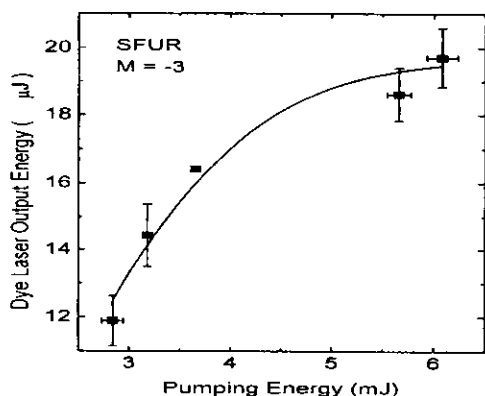
$$a = \sqrt{0.61 \lambda f_2} \quad (3)$$

که L_1 و L_2 به ترتیب فواصل آینه‌های M_1 و M_2 از روزنه محدودکننده میدان (FLA)، M بزرگنمایی و a شعاع روزنه FLA می‌باشد. M_1 و M_2 آینه‌هایی با پوشش آلومینیوم و با فواصل کانونی به ترتیب ۱۵ cm و ۵ cm می‌باشند. سلول رنگ، مدل

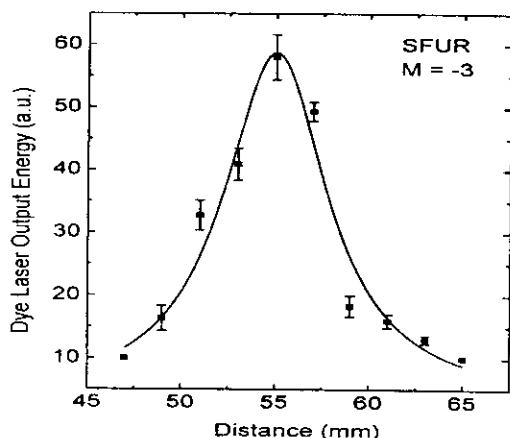
FL۴۳ ساخت Lambda Physik است که طول مؤثر محیط تحریک آن ۲۰ mm بوده و به منظور دمش عرضی محیط فعال رنگ به کار رفته است. در این آزمایش از ۱۰۰cc محلول رنگ رودامین 6G در اتانول، با غلظت $5 \times 10^{-2} \text{ mol/lit}$ ، استفاده شد. محلول رنگ با ضریب شکست $1/36$ در نیمه سمت چپ تشدیدگر است و عملکرد آن به صورت یک عدسی منفی باعث جابجایی کانون آینه M_1 می‌شود. به این ترتیب، طول این نیمه از تشدیدگر به صورت $f_1 + L_{DC}(1 - \frac{1}{n})$ که در آن L_{DC} طول محیط تحریک سلول رنگ و n ضریب شکست رنگ است، تصحیح شد [۱۵]. با در نظر گرفتن این تصحیح فاصله آینه M_1 تا روزنه محدودکننده میدان ۱۵/۵cm و طول کامل تشدیدگر ۲۰/۵cm بدست می‌آید. قطر روزنه محدودکننده میدان بنا بر رابطه (۳) $2a=0/27 \text{ mm}$ است، اما به علت در دسترس نبودن روزنه‌ای به این قطر از روزنه‌هایی با قطرهای ۰/۲۱mm و ۰/۲۹ mm استفاده شد. بزرگنمایی این تشدیدگر $M = -3$ است. برای خارج کردن پرتو از یک شکافنده باریکه پرتوها (BS)^(۶) که بازتابندگی آن ۵۰٪ و زاویه انحراف آن نسبت به محور اپتیکی تشدیدگر تقریباً 4×10^0 بود استفاده شد. به طوری که در شکل ۱ مشخص شده است، شکافنده پرتو در نزدیکی روزنه، بین آن و سلول رنگ واقع شده است. برای دمش عرضی لیزر رزینه‌ای، ابتدا مقطع هماهنگ دوم باریکه لیزر Nd:YAG با یک عدسی واگرا (L_3) گسترده می‌شود، سپس به وسیله یک عدسی استوانه‌ای (CL)، با فاصله کانونی ۵۵mm، بر روی رنگ متمرکز می‌گردد.

آهنگ تکرارپذیری لیزر Nd:YAG در جریان آزمایش ۱ Hz انتخاب شد. چون محلول رنگ زمان کافی برای تبادل حرارتی با محیط اطراف و رسیدن به تعادل را داشت از به گردش در آوردن محلول رنگ درون سلول صرف نظر شد. علاوه بر این برای حذف اثرهای گرما بر محلول رنگ، در بیشتر اندازه‌گیریها لیزر دمش به صورت تک پالس عمل می‌کرد.

تنظیم آینه‌های تشدیدگر SFUR به آسانی امکان‌پذیر است: ابتدا برای حذف گسیل خودبخود تقویت شده (ASE)^(۷)، سلول رنگ به اندازه 6^0 نسبت به محور قائم منحرف می‌شود. برای استقرار وضع آینه‌ها، نخست بازتاب آینه M_1 بر روی محیط



شکل ۲- تغییرات انرژی خروجی لیزر رزینه ای بر حسب انرژی هماهنگ دوم لیزر Nd:YAG (چشمه دمشی).



شکل ۳- تغییرات انرژی خروجی لیزر رزینه ای بر حسب فاصله عدسی استوانه‌ای تا سطح مایع رنگ.

مربوط به وضعیتی است که پرتو بر روی سطح رنگ کاملاً کانونی شود.

برای تعیین واگرایی لیزر، اندازه لکه در دو فاصله متفاوت از سطح سلول رنگ اندازه‌گیری شد. در مورد تشدیدگر SFUR با قطر روزنه $\alpha = 0.29 \text{ mm}$ ، این واگرایی در دو راستای x و y به ترتیب $\theta_x = 0.7 \text{ mrad}$ و $\theta_y = 0.7 \text{ mrad}$ به دست آمد (راستای x عمود بر سطح سلول رنگ و در امتداد محور پرتو دمشی و راستای y عمود بر جهت پرتو دمشی و موازی با سطح سلول رنگ است). توزیع شدت "میدان نزدیک" به وسیله یک فوتودیود که روزنه‌ای به قطر 0.22 mm در جلوی آن قرار داشت، در دو راستای x و y رویش شد. نتایج حاصل از اندازه‌گیریها در شکل‌های ۴ و ۵ نشان داده شده و تابع $E(r) = E_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w}\right)$ به داده‌های تجربی

تقویت شده سلول رنگ تنظیم می‌گردد؛ در این حالت لکه نسبتاً شدیدی بر روی سطح آینه M_2 ظاهر می‌شود و تنظیم بازتاب این لکه بر روی محیط فعال، گسیل باریکه پرتو را ایجاد می‌کند؛ سپس روزنه محدودکننده میدان در کانون مشترک دو آینه و هم مرکز با محور تشدیدگر، به گونه‌ای استقرار می‌یابد تا لکه شدیدی با نیمرخ دایره‌ای شکل در خروجی مشاهده شود. آهنگ دمشی با تنظیم کردن فاصله عدسی متمرکزکننده استوانه‌ای شکل (CL) از سطح سلول رنگ، به نحوی انتخاب می‌شود تا با خارج کردن آینه M_2 از سیستم نوری تشدیدگر، لکه‌ای با کمترین شدت در خروجی مشاهده شود.

۳- نتایج تجربی

برای اندازه‌گیری انرژی خروجی لیزر Nd:YAG، از انرژی سنج Labmaster ساخت شرکت Coherent استفاده شد و انرژی خروجی در حدود 80 mJ تعیین گردید. اندازه‌گیری پهنای تپ (پالس) به وسیله آشکار ساز ITL مدل TF1850 با زمان صعود 100 ps و نوسان‌نمای (اسیلوسکوپ) تکترونیکس مدل ۷۹۰۴ با پهنای نوار 500 MHz صورت گرفت. پهنای تپ این لیزر 15 ns اندازه‌گیری و قله توان آن حدود 0.3 MW حساب شد. پهنای تپ (پالس) باریکه خروجی از KTP (پتاسیوم تیتانیل فوسفات) نیز 15 ns و بیشینه توان (8) آن 0.2 MW حساب شد.

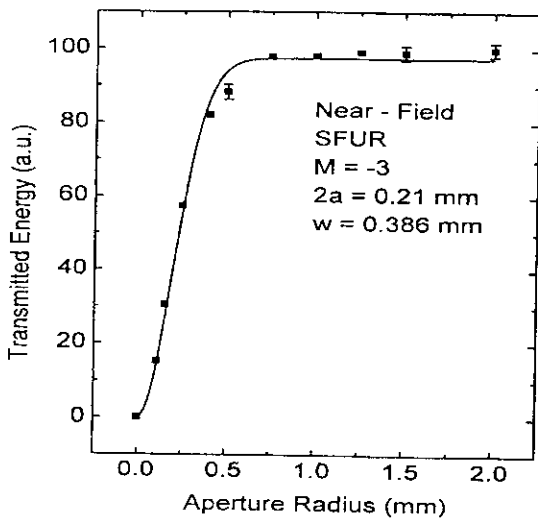
انرژی خروجی لیزر رزینه‌ای به وسیله یک فوتودیود سنج‌بندی شده بر حسب انرژی اندازه‌گیری شد. تغییرات انرژی خروجی این لیزر بر حسب انرژی دمشی (هماهنگ دوم Nd:YAG) در شکل ۲ نشان داده شده است. شکل ۳ نمودار تغییرات انرژی لیزر رزینه‌ای مجهز به تشدیدگر SFUR را بر حسب فاصله عدسی استوانه‌ای تا سطح رنگ نشان می‌دهد.

این تغییرات، به طوری که در شکل دیده می‌شود، بسیار سریع است و بیشترین مقدار انرژی مربوط به فاصله‌ای است که پرتو کاملاً بر روی سطح رنگ کانونی شود. در واقع، با تغییر فاصله عدسی استوانه‌ای از سطح سلول رنگ، عمق نفوذ لکه در راستای پرتو دمشی ثابت می‌ماند، اما در امتداد عمود بر راستای دمشی اندازه لکه تغییر می‌کند و کمترین مقدار آن در این راستا



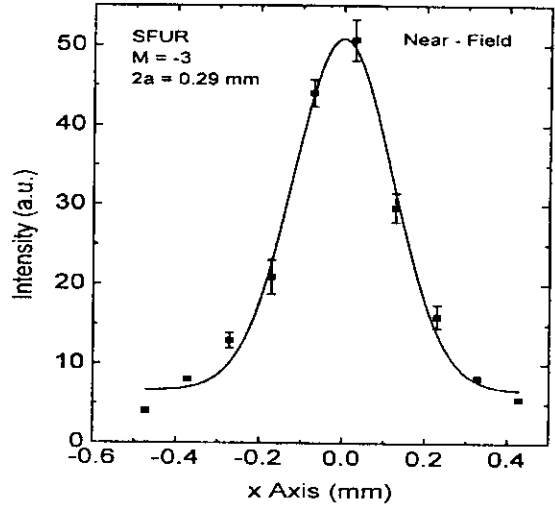
مرکز باریکه لیزر، ثبت شد. نتایج این اندازه‌گیریها در شکل ۶ نشان داده شده و تابع $E(b) = E_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{2b^2}{w^2}\right) \right]$ که در آن b شعاع روزنه‌های بکار رفته است، به داده‌های تجربی برازیده شد. قطر لکه‌ای که با این روش در مورد تشدیدگر SFUR با روزنه محدودکننده میدان به قطر 0.21 mm به دست آمد 0.386 mm است که به مقدار نظری 0.315 mm نزدیک است.

در شکل ۷ رفتار زمانی تپ‌های لیزر رزینه‌ای بر حسب تغییر فاصله عدسی استوانه‌ای شکل از سطح رنگ نشان داده شده است. تپ‌ها به صورت هموار و به پهنای تقریباً 7 ns هستند. برای چنین تشدیدگری زمان یک رفت و برگشت کامل میان دو آینه $1/8 \text{ ns}$ است و با پهنای پالس 7 ns ، تقریباً چهار رفت و برگشت کامل برای رسیدن توزیع میدان به حالت پایا لازم است. این تعداد رفت و برگشت برای تشدیدگرهای پایدار در حدود 100 دوره تناوب کامل است تا توزیع گاوسی حاصل شود. رفتار میخه‌ای که توسط Farahbod and Hariri (1994) [۱۴] در رفتار زمانی تپ خروجی مشاهده شده است در این آزمایش مشاهده نگردید. علت این عدم مشاهده ممکن است مربوط به پهنای بیشتر پالس دمش و بالابودن آهنگ دمش در این آزمایش باشد.

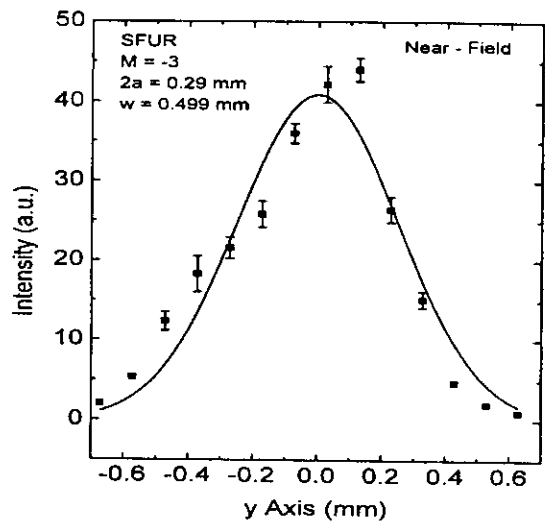


شکل ۶- اندازه‌گیری انرژی گذرنده از روزنه‌هایی به قطرهای مختلف برای تعیین شعاع پرتو w .

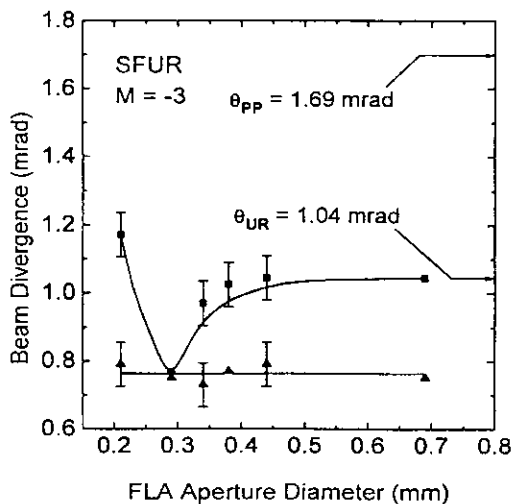
برازیده شده است. قطر لکه w با توجه به شکل ۵ در مورد روزنه محدودکننده میدان به قطر 0.29 mm برابر 0.499 mm است که به مقدار نظری 0.435 mm نزدیک می‌باشد. در اندازه‌گیریهای دیگری که به منظور بدست آوردن قطر لکه انجام گرفت، انرژی عبوری از روزنه‌های سنجه‌بندی شده، واقع در



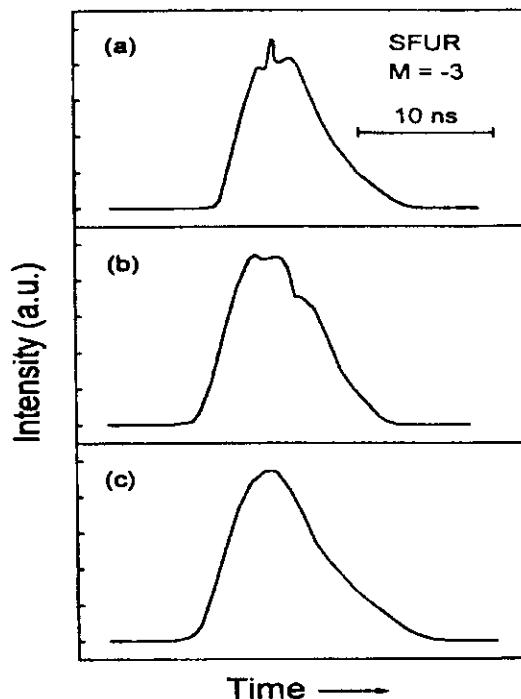
شکل ۴- نمودار توزیع گاوسی میدان نزدیک برای باریکه خروجی لیزر (در جهت X).



شکل ۵- نمودار توزیع گاوسی میدان نزدیک برای باریکه خروجی لیزر (در جهت Y).



شکل ۸- تغییر واگرایی باریکه خروجی لیزر رزینهای در راستای X و Y بر حسب تغییر اندازه روزنه محدودکننده میدان.



شکل ۷- رفتار زمانی پالس خروجی از لیزررزینهای در فواصل متفاوت عدسی استوانه‌ای (CL) از سطح رنگ: (a) در فاصله ۴/۸ cm، (b) در فاصله ۴/۹ cm، (c) در فاصله ۵/۲ cm.

در این شکل واگرایی باریکه خروجی تشدیدگر پایدار نیز نشان داده شده است. این مشاهدات با آزمایشهای مرتبط با لیزرهای رزینهای با دمش به وسیله لیزر مولکولی نیتروژن نیز سازگار است [۱۴].

در جدول ۱ پارامترهای اصلی لیزر رزینهای با تشدیدگر ناپایدار SFUR و تشدیدگر پایدار هم طول آن با دو آینه تخت (PP)، برای انرژی‌های دمش ۳-۲/۵ mJ درج شده است. به طوری که ملاحظه می‌شود واگرایی تشدیدگر SFUR به مراتب کمتر از واگرایی تشدیدگر PP است. انرژی خروجی لیزر رزینهای با تشدیدگر SFUR کمتر از انرژی خروجی تشدیدگر PP است، زیرا در تشدیدگر SFUR حجم مدی کمتر از این حجم در تشدیدگر صفحه موازی است. با آنکه تشدیدگرها هم طول‌نند، تلفات تشدیدگر SFUR حدود $80\% \approx 1 - \frac{1.968}{M^2} (1 - \frac{0.6048}{M^2})$ است [۸]، در حالی که برای تشدیدگر PP تلفات در حدود ۵۰٪ است (دو آینه یکی با بازتابندگی ۵۰٪ و دیگری با بازتابندگی ۸۰٪ بکار رفته است). درخشایی باریکه خروجی در لیزررزینهای با تشدیدگر ناپایدار به مراتب بیشتر از تشدیدگر صفحه موازی است. این کیفیت، با توجه به واگرایی کمتر باریکه این لیزر، کوتاه بودن پهنای تپ در SFUR و تعریف درخشایی به صورت بیشینه توان تپ در واحد سطح باریکه در واحد زاویه فضایی قابل تفسیر است.

واگرایی باریکه خروجی از تشدیدگرهای ناپایدار SFUR به لحاظ هندسی متناسب با قطر روزنه محدودکننده میدان است. در واقع با جایگذاری روابط (۲) و (۳) در رابطه پراشی $\theta_D = \frac{1.22 \lambda}{2|M|a}$ ، رابطه $\theta_D = \frac{1}{2f} (2a)$ را خواهیم داشت. بر این اساس، قطر باریکه خروجی تشدیدگر SFUR برای روزنه‌های محدودکننده میدان با قطرهای متفاوت اندازه‌گیری شد. نتایج این اندازه‌گیریها نشان می‌دهند که با تغییر قطر روزنه، قطر باریکه خروجی تنها در راستای عمود بر راستای دمش (راستای Y) تغییر می‌کند و در راستای دمش (راستای X) هیچ‌گونه تغییری در قطر باریکه خروجی مشاهده نمی‌شود. به بیان دیگر، مقطع باریکه خروجی تنها هنگامی که روزنه‌ای با قطر مناسب از رابطه (۳) بدست می‌آید و در تشدیدگر بکار رود، به شکل دایره در می‌آید و برای روزنه‌های دیگر به شکل بیضی است. براساس این مشاهدات θ_x و θ_y تعریف و اندازه‌گیری شدند. شکل ۸ نتایج این اندازه‌گیری را نشان می‌دهد. در مورد روزنه‌هایی با قطر کوچکتر از مقدار ۲۵، واگرایی بسیار سریع افزایش می‌یابد.



از تشدیدگر خارج می‌شوند (فاصله* OC از لبه سلول رنگ ناچیز و از آن صرفنظر می‌شود)، بنابراین $\varphi_{out} = \varphi^+(0,t)R_{oc}$ (R_{oc} ضریب بازتابندگی OC است). شرایط مرزی برای شار فوتونهایی که به سمت راست یا چپ منتشر می‌شوند به ترتیب با معادلات (۵) و (۶) داده می‌شوند:

$$\varphi^+(L_D, t, \lambda) = \varphi^-(L_D, t - \frac{2L_{1,1}}{c}, \lambda) R_1 \alpha_1 \quad (5)$$

$$\varphi^-(0, t, \lambda) = \varphi^+ \left[0, t - \frac{2}{c}(L_2 + L_{1,2}), \lambda \right] R_{oc} R_2 \alpha_2 \quad (6)$$

$L_{1,1}, L_{1,2}, L_D$ به ترتیب طول سلول رنگ و فاصله* لبه سمت چپ سلول رنگ از آینه M_1 و فاصله لبه سمت راست سلول رنگ از FLA را نشان می‌دهند. c سرعت نور و α_1 و α_2 به ترتیب نسبت سطح مقطع محیط فعال به سطح مقطع پرتو در دو لبه سلول رنگ، $z = 0, z = L_D$ است [۲۰]، R_1 و R_2 به ترتیب ضریب‌های بازتابندگی آینه‌های M_1 و M_2 را نشان می‌دهند.

معادلات آهنگ برای شار فوتونهای راسترو و چپرو با معادله* (۷) نشان داده می‌شود:

$$\begin{aligned} \left(\frac{n}{c}\right) \frac{\partial}{\partial t} \varphi^\pm(z,t) \pm \frac{\partial}{\partial z} \varphi^\pm(z,t) = N_i(z,t) \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \sigma_e(\lambda) \varphi^\pm(z,t,\lambda) d\lambda + \\ \frac{N_i(z,t)}{\tau} b^\pm(z) \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E(\lambda) d\lambda - N_o(z,t) \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \sigma_{o1}(\lambda) \varphi^\pm(z,t,\lambda) d\lambda - \\ N_T(z,t) \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \sigma_T(\lambda) \varphi^\pm(z,t,\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (7)$$

در این معادله، $n=1/36$ ضریب شکست محلول رودامین در اتانول است، انبوهی ترازهای S_0, S_1, T_1 به ترتیب به $N_i(z,t)$ ، $N_o(z,t)$ و $N_T(z,t)$ و سطح مقطع‌های گسیل و جذب فوتونها به $\sigma_e(\lambda)$ و $\sigma_{o1}(\lambda)$ و سطح مقطع جذب مربوط به ترازهای سه‌گانه به $\sigma_T(\lambda)$ نشان داده شده است. τ طول عمر تراز S_1 و $E(\lambda)$ تابع بهنجار شده شکل خط است، $E(\lambda) = \sigma_e(\lambda) \left(\frac{8\pi c n^2 \tau}{\lambda^4} \right)$ ضرایب هندسی $b^\pm(z)$ به توسط (Ganiel (1975)، به منظور در نظر گرفتن سهم گسیل خودبخود محیط فعال در افزایش شار فوتون معرفی شده است [۲۱]:

$$b^+(z) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{L_D - z}{\sqrt{(L_D - z)^2 + w_p^2}} \right] \quad (8)$$

جدول ۱- پارامترهای مشخصه‌ای برای مقایسه تشدیدگرهای SFUR و صفحه موازی با طول معادل. انرژی لیزر دمش ۳-۲/۵ mJ است.

درخشایی W.cm ⁻² .Sr ⁻¹	واگرایی (mrad)	تلفات	پهنای تپ (ns)	انرژی خروجی (μJ)	نوع تشدیدگر
۱/۵×۱۰ ^{۱۱}	۰/۷۷	٪۸۰	۷	۱۱/۸	SFUR M=۳
۲/۲×۱۰ ^{۱۱}	۱/۶۹	٪۵۰	۱۷	۱۷/۷	صفحه موازی با آینه‌های بازتابنده ۸۰٪ و ٪۵۰

با توجه به درخشایی $4/3 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}.\text{Sr}^{-1}$ گزارش شده [۱۴]، درخشایی به دست آمده برای لیزر رزینه‌ای در این آزمایش، به دلیل انرژی بیشتر پرتو دمش، بسیار بیشتر است.

۴- بررسی نظری

تحلیل رفتار زمانی تپ لیزر رزینه‌ای با تشدیدگر SFUR، با حل دستگاه معادلات آهنگ برای انبوهی ترازها و معادلات انتشار فوتون با شرایط مرزی مناسب امکان‌پذیر است [۱۷]. گستردگی نمودار بهره برای محیط فعال رودامین 6G ایجاب می‌کند که معادلات آهنگ در گستره طول موجهای $560 - 590 \text{ nm}$ با گام مناسب $\Delta\lambda$ مورد استفاده قرار گیرند تا بستگی " شار فوتون $\varphi(z, t, \lambda)$ و انبوهی تراز بالای لیزر" به طول موج، در معادلات منظور شود. شار کل فوتون در لحظه* t، و در مکان z روی محور اپتیکی تشدیدگر با انتگرال‌گیری از تابع $\varphi(z, t, \lambda)$ نسبت به λ بدست می‌آید که آن را با $\varphi_T(z, t)$ نشان می‌دهیم:

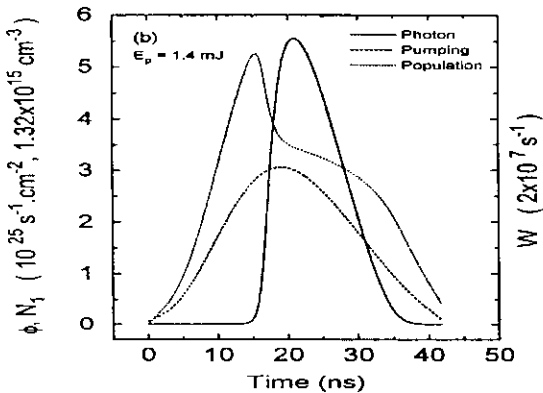
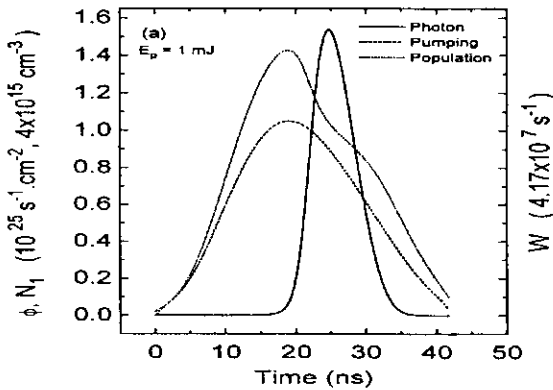
$$\varphi_T(z, t) = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \varphi(z, t, \lambda) d\lambda = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} [\varphi^+(z, t, \lambda) + \varphi^-(z, t, \lambda)] d\lambda = \varphi^+(z, t) + \varphi^-(z, t) \quad (9)$$

در رابطه* (۹)، φ^+ و φ^- به ترتیب کل فوتونهایی را که در لحظه* t از مکان z به سمت راست یا چپ تشدیدگر انتشار می‌یابند نشان می‌دهد. شار فوتون خروجی φ_{out} که با آشکارساز اندازه‌گیری می‌شود مربوط به فوتونهایی است که به سمت راست انتشار می‌یابند و در نقطه $z=0$ به وسیله* جفت‌کننده* خروجی (OC) (۱۰)



۳۰ نقطه مکانی و ۱۵ طول موج بر روی یک کامپیوتر Pentium 150 با RAM=64 Mbyte حدود ۲/۵ ساعت بود.

نتایج به دست آمده برای شار فوتون خروجی با نمودارهای a و b شکل ۹ نشان داده شده است که رفتار زمانی و پهنای تب محاسبه شده با مقدار اندازه گیری شده مطابقت دارد و در حد ۷ ns است. اختلاف جزئی موجود ممکن است ناشی از فرض دمش یکنواخت محیط فعال، تغییرات انرژی و تپش مدی باریکه دمش لیزر Nd:YAG باشد. در این شکل همچنین انبوهی تراز S_1 نیز آمده است. این نمودار نشان می دهد که با شروع نوسان لیزر، انبوهی N_1 کاهش می یابد و با افزایش شار فوتون این کاهش فزونی می گیرد. این کیفیت با توجه به معادله (۱۰) و جمله مربوط به گسیل برانگیخته، که وابسته به شار فوتون است، تأیید می شود.



شکل ۹- نتایج حاصل از محاسبات عددی برای رفتار زمانی لیزر رزبه ای: (a) انرژی دمش ۱mJ، (b) انرژی دمش ۱.۴mJ. نمادهای به کار رفته روی شکلها: شار فوتون نسبت به زمان (خط پیوسته)، تغییرات دمش نسبت به زمان (خط چین)، تغییرات انبوهی تراز S_1 نسبت به زمان (نقطه چین) نمایش داده شده اند.

$$b^-(z) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + w_p^2}} \right] \quad (9)$$

$2w_p$ معرف پهنای لکه باریکه دمش است. روابط (۱۰) و (۱۱) معادلات آهنگ را برای انبوهی ترازهای یگانه و سه گانه محیط رنگ نشان می دهند:

$$\frac{\partial}{\partial t} N_i(z,t) = w(t)N_0(z,t) - \frac{N_i(z,t)}{\tau} - N_i(z,t) \times \quad (10)$$

$$\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \sigma_e(\lambda) \phi(z,t,\lambda) d\lambda + N_0(z,t) \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \sigma_{01}(\lambda) \phi(z,t,\lambda) d\lambda.$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_T(z,t) = K_{ST} N_1(z,t) - \frac{N_T(z,t)}{\tau_T} \quad (11)$$

$$N = N_0(z,t) + N_1(z,t) + N_T(z,t) = \text{Constant} \quad (12)$$

$K_{ST} = 3/4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ آهنگ فروافت میان ترازهای S_1 و T_1 ، و $\tau_T = 2/5 \times 10^{-7} \text{ s}$ طول عمر تراز T_1 برای محلول رودامین 6G است [۲۱].

سطح مقطع های گسیل و جذب که در معادلات (۷)، (۱۰) و (۱۱) بکار رفته اند از نتایج اندازه گیریهای Snavely (1969) و Hammond (1979) گرفته شده اند [۱۸-۱۹]. آهنگ دمش $W(t)$ طبق رابطه (۱۳) به توان لیزر دمش $P(t)$ ، و به سطح مقطع جذب σ_p در طول موج λ_p (برای لیزر دمش) مربوط می شود.

$$w(t) = \frac{P(t)}{2w_p L_D} \left(\frac{\sigma_p \lambda_p}{hc} \right) \quad (13)$$

برای حل عددی همزمان دستگاه معادلات آهنگ شار فوتون و معادلات انبوهی ترازهای محیط فعال، از "روش تفاضلی محدود متمرکز صریحاً تعدیل شده" (۱۰) که برای دستگاه معادلات هندولی (۷) و (۱۰) و (۱۱) مناسب دارد بهره گرفته شد [۲۲]. با توجه به محدودیت حافظه رایانه و طولانی بودن زمان

محاسبه، $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$ برگزیده شد بنابراین، به تعداد فاصله 2 nm در فاصله $\lambda_{\max} - \lambda_{\min}$ موجود می باشد. این تعداد طول موج برای حل همزمان $2 \times 16 = 32$ معادله در مورد فوتون و ۲ معادله انبوهی ترازها به همراه شرایط مرزی و اولیه است. میانگین زمان اجرای برنامه حل دستگاه معادلات با ۴۰۰۰ نقطه زمانی و



- | | |
|--------------------------------------|--|
| ۱ -self-filtering unstable resonator | ۶ -beam splitter |
| ۲ -Airy function | ۷ -amplified spontaneous emission |
| ۳ -field-limiting aperture | ۸ -peak power |
| ۴ -rhodamine 6G | ۹ -output coupler |
| ۵ - potassium titanyl phosphate | ۱۰ - explicit - modified centered finite difference method |

References:

1. A. E. Siegman, "Laser," University Science Books, Ca. (1986).
2. A. E. Siegman, "Stabilizing out put with unstable resonator," Laser Focus 7, 42 (1971).
3. A. E. Siegman, "Unstable optical resonators," Appl. Optics **13**, 353 (1974).
4. A. E. Siegman and R. W. Arrathon, "Modes in unstable optical resonators and lens waveguides," IEEE J.Quant. Electr. **QE-3**, 156 (1967).
5. P. G. Gobbi and G. C. Reali, "A novel unstable resonator configuration with a self filtering aperture," Optics Commu. **52**, 195 (1984).
6. R. Barbini, A. Ghigo, M. Giorgi, K. N. Iyer, A. Palucci and S. Ribezzo, "Injection-Locked single-mode high-power low-divergence TEA CO₂ laser using SFUR configuration," Optics Commu. **60**, 239 (1986).
7. R. Bhatnagar, S. K. Dixit, B. Singh and S. V. Nakhe, "Performance of a copper vapor laser with self-filtering unstable resonator," Optics Commu. **74**, 93 (1989).
8. P. Di Lazzaro, T. Hermsen, T. Letardi and C. E. Zheng, "Self-filtering unstable resonator: An approximate analytical model with comparison to computed and XeCl laser experimented results," Optics Commu. **61**, 393 (1987).
9. V. Boffa, P. Di Lazzaro, G. P. Gallerano, G. Girodano, T. Hermsen, T. Letardi and C. E. Zheng, "Self-filtering unstable resonator operation of XeCl Excimer laser," IEEE J.Quant. Electr. **QE-23**, 1241 (1987).
10. P. Di Lazzaro, V. Nassisi and M. R. Perrone, "Experimental study of a generalized self-filtering unstable resonator applied to an XeCl laser," IEEE J.Quant.Electr. **QE-24**, 2284 (1988).
11. M. R. Perrone and A. A. Flippo, "Experimental characterization of high magnification self-filtering unstable resonators for XeCl laser," Optics Commu. **88**, 115 (1992).
12. J. W. Chen, A. Luches, V. Nassisi and M. R. Perrone, "High brightness single transverse mode operation of a XeCl laser," Optics Commu. **72**, 225 (1989).
13. Li Ho Min and K.Vogler, "Confocal positive branch-filtering unstable resonator for Nd:YAG-Laser," Optics Commu. **74**, 79 (1989).
14. A. H. Farahbod and A. Hariri, "Application of generalized self-filtering unstable resonators to a N₂-Laser pumped dye laser," Optics Commu. **108**, 84 (1994).
15. M. Mahmodi, A. H. Farahbod and A. Hariri, "Experimental study of generalized self-filtering unstable resonators in an ablative-wall flash-lamp-pumped dye laser," Appl.Optics **37**, 1053 (1998).
16. A. H. Farahbod, B. Daneshvar, and A.Hariri, "Performance of Nd:YAG laser in coupled generalized self-filtering and positive-branch unstable resonators," Appl. Optics. **38**, 4516 (1999).
17. A. H. Farahbod, PhD Thesis, Amirkabir University, p84 (1376).
18. B. B. Snavely, "Flashlamp-excited organic dye lasers," Proc. IEEE **57**, 1374 (1969).
19. P. R. Hammond, "Spectra of the lowest excited singlet states of Rhodamine 6G and Rhodamine B," IEEE J.Quant. Electr. **QE-15**, 624 (1979).
20. L. G. Nair, K. Dasgupta, "Amplified spontaneous emission in narrow-band pulsed dye laser oscillators-theory and experiment," IEEE J. Quant. Electr. **QE-21**, 1782 (1985).
21. U. A. Ganiel, G. Neumann and D. Treves, "Amplified spontaneous emission and signal amplification in dye laser systems," IEEE J. Quant. Electr. **QE-11**, 881 (1975).
22. D. U. Von Rosenberg, "Methods for the numerical solution of partial differential equations," New York, Elsevier (1969).