



بررسی لیزر پرتو ایکس نرم با محیط فعال پلاسما و تشدیدگر ناپایدار خود پالاینده

غزاله غنی مقدم، امیرحسین فرهبد*

پژوهشکده‌ی پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۱۴۳۹۹-۵۱۱۱۳، تهران - ایران

چکیده: برای دست‌یابی به کیفیت بالای لیزرهای پرتو ایکس نرم که طول عمر محیط بهره‌ی پلاسمایی آنها کوتاه است، استفاده از تشدیدگرهای ناپایدار خودپالاینده (SFUR)، مناسب به نظر می‌رسد. در این پژوهش به بررسی نظری تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده (SFUR) در یک و دو بُعد برای لیزر پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن با طول موج ۲۵٫۵ nm و بیشینه بهره‌ی 124 cm^{-1} پرداخته شده است که واگرایی کوچک ($\sim 0.5 \text{ mrad}$) باریکه‌ی لیزر را به همراه دارد. هم‌چنین تأثیر اندازه‌ی روزنه‌ی محدودکننده‌ی میدان در انتشار مد خروجی و کیفیت پرتو خروجی با استفاده از ضریب M^2 بررسی شده است. این تشدیدگر در مقایسه با تشدیدگر صفحه موازی با طول معادل، از ضریب کیفیت کوچک‌تر و باریکه‌ی خروجی با واگرایی کم‌تر و کیفیت مد بسیار بهتری برخوردار است و می‌تواند سبب افزایش هم‌دوسی فضایی باریکه‌ی لیزر شود.

کلیدواژه‌ها: تشدیدگر ناپایدار خود پالاینده، لیزر پرتو ایکس نرم، کیفیت مد، هم‌دوسی فضایی

Investigation of Soft X-Ray Laser with Plasma Active Medium and Self-Filtering Unstable Resonator

G. Ghani-Moghadam, A.H. Farahbod*

Research School of Plasma and Nuclear Fusion, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 14399-51113, Tehran – Iran

Abstract: This paper proposes that self-filtering unstable resonator (SFUR) is suitable to be used in soft x-ray lasers possessing an active medium with a short-gain-lifetime. For this purpose, a self-filtering unstable resonator (SFUR), in one and two dimensions with Ne-like Fe soft x-ray active medium at 25.5 nm and maximum gain 124 cm^{-1} , has been theoretically investigated to obtain a low beam divergence of $\sim 0.5 \text{ mrad}$. The role of the field-limiting aperture in mode propagation has also been shown. In addition, the beam quality factor M^2 has been calculated and the output mode behavior has been investigated and compared with a plane-parallel (PP) resonator of equal length. The calculations indicate that the M^2 factor in SFUR resonator is smaller than the PP resonator and therefore the output beam divergence is lower and the mode quality is much better resulting in a higher beam spatial coherency.

Keywords: Self-Filtering Unstable Resonator (SFUR), Soft X-Ray Laser (SXRL), Mode Quality, Spatial Coherency



۱. مقدمه

نرم به صورت گسیل خودبه‌خودی تقویت شده عمل می‌کنند، از نظر همدوسی فضایی و کیفیت نوری محدودیت دارند. برای بهبود خصوصیات لیزر پرتو ایکس نرم، روش‌های گوناگونی به کار رفته است [۵-۱۳]. یکی از آنها استفاده از تشدیدگر یا نیم-تشدیدگر است که به دلیل بهره‌ی بالای محیط پلاسمایی و کوتاهی طول عمر آن، کم‌تر مورد توجه قرار گرفته است. اولین کاربرد تشدیدگر پایدار در طول موج ۲۰/۶ nm به وسیله‌ی سگلیو (Ceglio) و همکاران با آینه‌های چندلایه‌ای Mo/Si گزارش شده است [۸، ۹]. مشکل طراحی تشدیدگر پایدار در این ناحیه‌ی طول موجی، آینه‌ها هستند که جذب بالایی دارند. لذا آزمایش‌های دیگری در این زمینه با استفاده از نیم-کاواک با یک آینه انجام شده است [۱۰-۱۲]. آینه‌هایی که در این آزمایش‌ها استفاده شدند، از نوع چندلایه‌ای Mo/Si و دارای ضرایب بازتاب ۱۵ تا ۳۰٪ برای نواحی طول موجی ۲۰ تا ۳۰ nm هستند. برای غلبه بر مشکلات اشاره شده، تشدیدگر ناپایدار تنها به صورت نظری و برای لیزر شبه نیکل مولیدنیم با ضریب بهره‌ی ۵ تا ۶ cm⁻¹ بررسی شده‌اند [۱۴] این تشدیدگرها دو مزیت عمده نسبت به تشدیدگر پایدار دارند؛ جفت شدگی خروجی پراشی که نیاز به نازک کردن بستر آینه برای کاهش جذب پرتو لیزر را رفع می‌کند، و تعداد کم رفت و برگشت مورد نیاز برای تشکیل مد تشدیدگر.

در این پژوهش، تشدیدگر ناپایدار خود پالاینده (SFUR) برای لیزر پرتو ایکس نرم با محیط فعال پلاسما بررسی نظری شده است.

۲. محیط فعال پلاسما

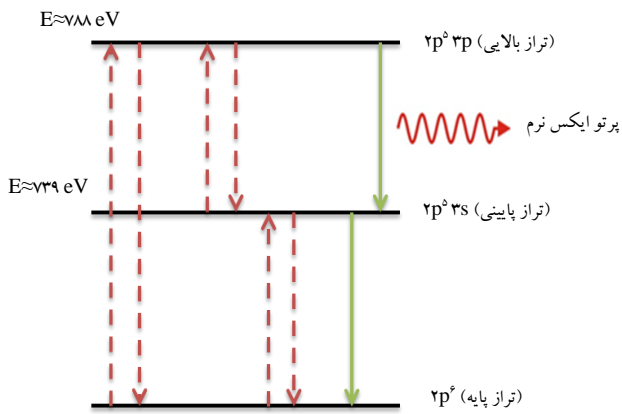
برای تولید لیزر پرتو ایکس، چگالی انرژی و دمای بالای تابش در حد ۱ keV مورد نیاز است. دمای بالا ایجاب می‌کند که محیط فعال نوری حتماً پلاسما باشد. برای تولید پلاسمای مورد نیاز لیزرهای پرتو ایکس، غالباً تپ کوتاه پرتوان متمرکز شده‌ی لیزر بر سطح هدف با طول موج ۱ μm ~ به کار می‌رود. از پلاسمای تولید شده، گسیل خودبه‌خودی تقویت شده از نوع پرتو ایکس نرم خارج می‌شود. در غالب موارد، استفاده از یک پیش پالس برای تولید پلاسمای اولیه [۱۵] سبب می‌شود که پرتو ایکس مسافت بیش تری را در محیط فعال بپیماید. حالت‌های

پلاسمای داغ ناشی از تپ متمرکز پرتوان لیزر بر سطح هدف، منبع مناسبی برای تقویت پرتوهای ایکس نرم به شمار می‌آید. گسیل خودبه‌خودی تقویت شده (ASE)^(۱) و خارج شده از این پلاسما از نوع پرتو ایکس نرم با قطبش تصادفی است. لیزرهای پرتو ایکس نرم، کاربردهای بسیاری در زمینه‌ی صنعت و پزشکی در حوزه‌ی میکروسکوپی، هولوگرافی و لیتوگرافی دارند [۱]. هم‌چنین از لیزرهای پرتو ایکس نرم برای تداخل‌سنجی و رادیوگرافی سوخت‌های فشرده شده در حوزه‌ی گداخت محصورسازی لختی^(۲) (ICF) استفاده می‌شود [۲]، زیرا برای اندازه‌گیری چگالی الکترونی پلاسمای بسیار چگال، به باریکه‌ی کاوش با تابش همدوس و طول موج به قدر کافی کوتاه برای عبور پرتو لیزر از پلاسما با چگالی الکترونی فراتر از چگالی بحرانی نیاز است. چگالی بحرانی الکترونی (n_c) با رابطه‌ی (۱) داده می‌شود:

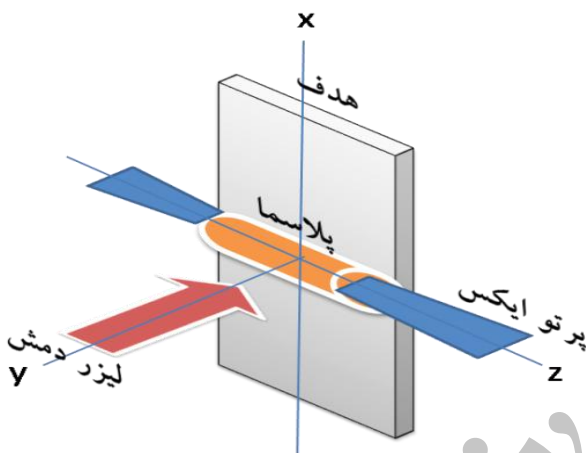
$$n_c = \frac{m \epsilon_0}{e^2} \left(\frac{2\pi c}{\lambda} \right)^2 \approx 1/1 \times \frac{1.0^{21}}{\lambda^2 (\mu\text{m})} (\text{cm}^{-3}) \quad (1)$$

در رابطه‌ی (۱)، m و e به ترتیب جرم و بار الکترون و λ طول موج لیزر کاوش است. با توجه به رابطه‌ی (۱)، برای تعیین مشخصه‌های پلاسما در حوزه‌ی ICF با چگالی از مرتبه ۱۰^{۲۵} cm^{-۳}، نیاز به لیزری با طول موجی در حد ۱۰ nm است که لیزر پرتو ایکس نرم در این ناحیه‌ی طول موجی قرار دارد. از این‌رو، غالباً آزمایشگاه‌های پژوهشی در حوزه‌ی گداخت محصورسازی اینرسی نظیر آزمایشگاه ملی لارنس لیورمور، تداخل‌سنج لیزر پرتو ایکس نرم با دقت فضایی در حد ۱ میکرون که به کمک آن، نیم‌رخ چگالی الکترونی پلاسما با دقتی به مراتب بیش از تداخل‌سنج‌های نوری قابل اندازه‌گیری است، را برای کاوش پلاسمای لیزری استفاده نموده‌اند [۳]. زیرا استفاده از ابزار نوری برای پلاسمای با ابعاد بیش از ۳ mm و چگالی الکترونی بیش از ۱۰^{۲۲} cm^{-۳} به دلیل جذب و بازتاب فراوان، به شدت محدود است.

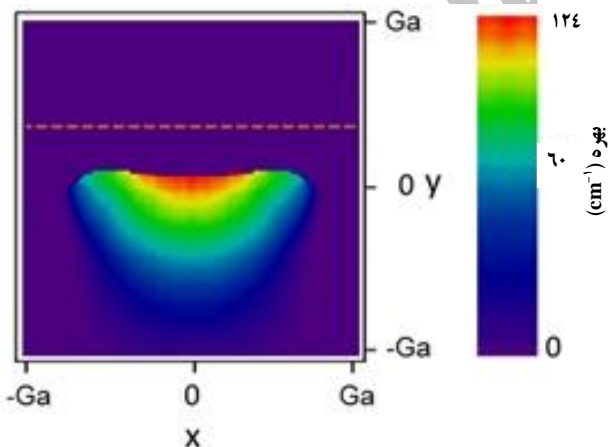
اولین تجربه‌ی آزمایشگاهی برای تولید لیزر پرتو ایکس نرم در سال ۱۹۸۵ به استفاده از سلنیم ۲۴ بار یونیده (Se^{۲۴+}) برای محیط فعال باز می‌گردد [۴]. از آن‌جا که لیزرهای پرتو ایکس



شکل ۱. ترازهای یون شبه نئون آهن Fe^{16+} برای مدل سه ترازلی لیزر پرتو ایکس (→ گذار تابشی و ← گذار برخوردی).



شکل ۲. نمایه‌ای از لیزر پرتو ایکس.



شکل ۳. توزیع دو بُعدی بازسازی شده‌ی بهره‌ی مرجع [۱۶] برای محیط فعال شبه نئون آهن. محورهای x و y به ترتیب موازی و عمود بر سطح هدف و $G=12$ و $a=14.3 \mu m$ می‌باشند. خط چین قرمز سطح هدف را نشان می‌دهد. پرتو دمش بر سطح هدف متمرکز و در جهت مثبت محور y انتشار می‌یابد.

یونش خاصی برای لیزرهای پرتو ایکس مورد نیاز است. برای این منظور، لازم است ماده به اندازه‌ی کافی یونیده شود تا جدایی تراز انرژی مطابق با انرژی لازم برای فوتون پرتو ایکس نرم باشد. گذار میان زیرترازهای $2p^5 3p \rightarrow 2p^5 3s$ در یون‌های شبه نئون و یا $3d^4 4p \rightarrow 3d^4 4d$ در یون‌های شبه نیکل اتفاق می‌افتد. البته یون‌های شبه فلئور، شبه کبالت و شبه پالادیم هم برای تولید لیزر پرتو ایکس به کار می‌روند، اما تنها یون‌های شبه نئون و شبه نیکل، لیزر پرتو ایکس اشباع شده در طول موج‌های کم‌تر از 40 nm تولید می‌کنند [۱۵]. در این پژوهش، محیط بهره‌ی لیزر پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن در طول موج 25.5 nm از مرجع [۱۶] به دست آمده است. این مرجع با استفاده از کد هیدرو دینامیکی دو بُعدی ARWEN و مدل سه ترازلی، ضریب بهره‌ی لیزر پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن در دو بُعد شبیه‌سازی شده است. شکل ۱ ترازهای انرژی یون شبه نئون آهن (Fe^{16+}) را در مدل سه ترازلی نشان می‌دهد. جمعیت معکوس میان ترازهای بالایی و پایینی لیزر با آهنگ‌های برانگیختگی برخوردی (C_{ij}) به دست می‌آید و گسیل تابش لیزر در طول موج 25.5 nm به وقوع می‌پیوندد.

شکل ۲ نمایه‌ای از یک لیزر پرتو ایکس نرم و مختصات استفاده شده برای محاسبات را نشان می‌دهد.

نمودار توزیع دو بُعدی بهره‌ی مورد استفاده در این پژوهش، در شکل ۳ آمده است [۱۶]. با تحلیل کمی شکل، سطح هدف در $y = +200 \mu m$ و پهنای کانونی لیزر، $100 \mu m$ در نظر گرفته شده و بیشینه‌ی بهره‌ی 124 cm^{-2} به دست آمده است. برای تشکیل محیط بهره، سطح جامد آهن به وسیله‌ی سه پالس لیزر دمیده می‌شود. پالس اول در لحظه‌ی 1.5 ns پس از شروع شبیه‌سازی با پهنای 1 ns و شدت $1.2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ ، پالس دوم که پالس اصلی است در لحظه‌ی 2 ns پس از شروع شبیه‌سازی با پهنای 0.1 ns و شدت $1.2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ و پالس سوم 2.51 ns پس از شروع شبیه‌سازی با پهنای 0.5 ps و شدت $1.1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ و طول موج لیزر $\lambda = 800 \text{ nm}$ بر سطح هدف اعمال می‌شود. باریکه‌های لیزر دارای نیم‌رخ فضایی سوپرگوسی $I = I_0 \exp(-x^2/(2\sigma^2))^n$ از مرتبه‌ی $n=10$ هستند.



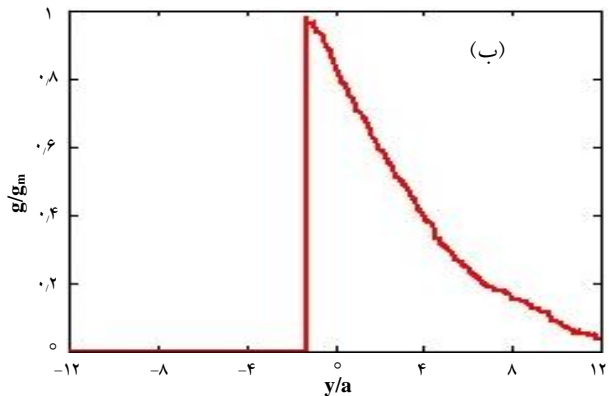
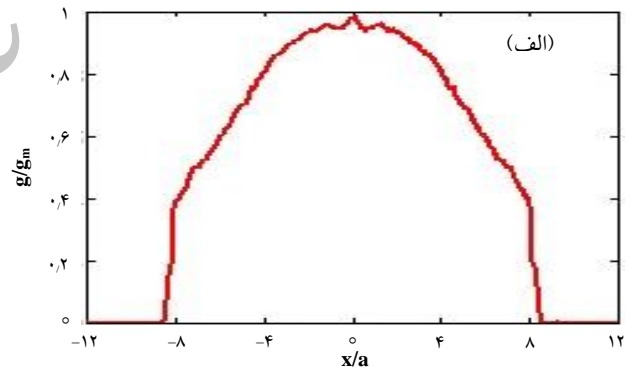
۳. سیستم تشدیدگر ناپایدار خودپالایند

تشدیدگر ناپایدار خودپالایند اولین بار توسط گویی و ریالی معرفی شد [۱۷]. سپس این آرایش نوری با محیط‌های فعال گوناگون لیزر به کار رفت [۱۸-۲۱]. در تشدیدگر ناپایدار خودپالایند که تشدیدگر ناپایدار هم‌کانونی نامتقارن شاخه منفی است، روزنه‌ای با قطر $2a^{(۴)}$ (FLA) در نقطه‌ی کانون مشترک دو آینه‌ی مقعر به فاصله‌های کانونی f_1 و f_2 قرار دارد. خوشبختانه، امروزه ساختار آینه‌های چندلایه^(۵) آن‌چنان توسعه یافته است که ضرایب بازتاب بالایی را در نواحی طول موجی پرتوهای ایکس نرم و سخت به دست می‌دهد [۲۲-۲۶]. ویژگی‌های آینه‌های چندلایه‌ای در ناحیه‌ی بازتاب پرتاب پرتو ایکس نرم در مراجع گوناگون بررسی شده‌اند [۲۲-۲۸]. این آینه‌ها معمولاً از دو ماده در لایه‌های متوالی با بیش‌ترین اختلاف شکست تشکیل می‌شوند. پراکندگی تابش الکترومغناطیسی در جایی که ضریب شکست تغییر می‌کند، رخ می‌دهد و شدت پراکنده شده برای پرتوهای ایکس نرم برای زاویه‌ی تابش صفر، بسیار کوچک است. ایده‌ی ساختارهای چندلایه به گونه‌ای است که ضخامت لایه‌ها به نحوی انتخاب می‌شود تا شدت پراکنده شده از هر لایه به صورت سازگار با یک‌دیگر تداخل کنند و تابش بازتابیده از هر تداخل بدون هیچ اختلاف فازی با هم جمع شود. آینه‌های پرتو ایکس بلورهایی هستند که از قانون پراکندگی براگ^(۶) پیروی می‌کنند و گستره‌ی بازتابندگی طیفی محدودی دارند. در حال حاضر پژوهش‌ها با استفاده از مواد ترکیبی Mo/Si، بازتاب تقریبی ۷۰٪ به دست می‌آید. لایه‌های مورد نیاز برای نواحی ۱۲٫۴ nm تا ۳۰ تا حدوداً ۳۰ تا ۴۰ جفت لایه و فاصله‌ی تقریبی ۶ nm تا ۱۲ است [۲۲، ۲۶]. در این پژوهش، ضرایب بازتاب آینه‌ها به ترتیب به صورت $R_1=0.1$ ، $R_2=0.4$ ، $R_{SM}=0.5$ در نظر گرفته می‌شود. با توجه به این که سطح آینه با روزنه‌ی پراش^(۷) (SM) را می‌توان با زاویه‌ی کوچکی نسبت به محور نوری درون کاواک قرار داد، لذا می‌تواند ضریب بازتاب بالاتری در این ناحیه به دست آورد. هم‌چنین، اثر R_1 بر ASE و انرژی خروجی تشدیدگر لیزری محاسبه شده است. از مزیت‌های انتخاب این تشدیدگر نسبت به تشدیدگرهای پایدار می‌توان به کاهش واگرایی، درخشایی بیش‌تر، توزیع شدت خروجی با نیم‌رخ فضایی گاوسی و تعداد کم رفت و برگشت مورد نیاز برای تشکیل مد اشاره کرد. شکل ۵ آرایش نوری تشدیدگر ناپایدار خودپالایند را نشان

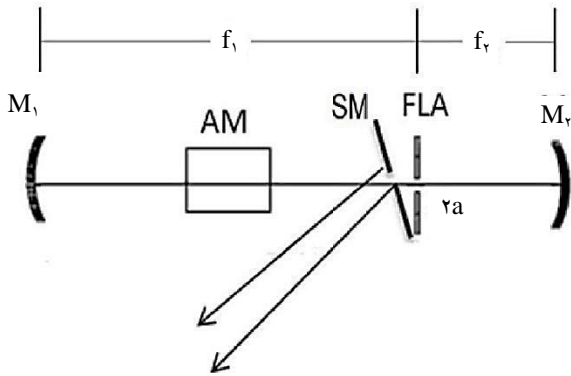
بهره در نمودارهای مرجع [۱۶] با الگوی رنگ کاذب^(۳) از یک‌دیگر متمایز شده است، از این رو ضروری است که ابتدا تصاویر رنگی تحلیل شوند تا داده‌های عددی بهره، در هر نقطه به دست آید. این عمل با استفاده از نرم‌افزار Origin و Matlab به کمک دستور Hue برای تحلیل تصاویر رنگی و تبدیل هر رنگ به عددی متناظر با مقدار صحیح ضریب بهره انجام شده است. داده‌های تحلیل شده بهره در شکل ۴ در دو راستای X و Y ترسیم شده است. محیط بهره‌ی ناهمگن و مستقل از زمان در نظر گرفته می‌شود و رابطه‌ی (۲) برای بررسی اثر اشباع در محاسبات وارد شده است [۱۴]:

$$g = \frac{g_0}{\sqrt{1 + \frac{I}{I_s}}} \quad (2)$$

در رابطه‌ی (۲)، (x, y) ، g_0 ضریب بهره‌ی سیگنال کوچک اولیه و I_s شدت اشباع است که به صورت $I_s \approx F_s / \tau_s = 3 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ و در آن $F_s \approx 2.5 \text{ mJ/cm}^2$ شار اشباع است.



شکل ۴. ضریب بهره‌ی دو بُعدی در راستای X و Y، به‌هنگار شده نسبت به بیشینه ضریب بهره ($g_m = 124 \text{ cm}^{-1}$). مختصات نیز به شعاع روزنه، به‌هنگار شده است. $a = 7.15 \text{ } \mu\text{m}$



شکل ۵. آرایش تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده: M_1 و M_2 آینه‌های چندلایه‌ای مقعر با فواصل کانونی f_1 و f_2 ؛ AM محیط تقویت کننده؛ آینه SM؛ Scraper؛ FLA روزنه‌ی محدودکننده‌ی میدان.

عناصر ماتریس پرتو برای هر نیم دور در این سیستم نوری با روابط (۸) و (۹) داده می‌شوند:

$$\begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f_2 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$\begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f_1 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

بزرگ‌نمایی هندسی تشدیدگر، M ، با رابطه‌ی (۱۰) تعریف می‌شود:

$$M = -\frac{f_1}{f_2} \quad (10)$$

با قرار دادن محیط بهره‌ی لیزر پرتو ایکس نرم در این تشدیدگر، توزیع میدان و شدت خروجی از تشدیدگر قابل محاسبه است. جدول ۱، مقادیر مورد استفاده برای طراحی تشدیدگر SFUR را نشان می‌دهد. طول عمر تراز بالایی لیزر شبه نئون آهن، $J=0$ ، $2p^5$ ، $0.003 p$ ، 0.000 برابر با $77 \text{ ps} = 1.3 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ است که حد بالایی را برای طول کلی تشدیدگر، $L_{SFUR} = f_1 + f_2$ ، ارائه می‌دهد. در این جا طول انتخاب شده‌ی SFUR برابر با $93 \text{ ps} = 2L_{SFUR} / c$ ، t_r قابل مقایسه با t_g است.

می‌دهد. در تقریب پیرامحوری، میدان انتشار یافته در این سیستم نوری با استفاده از انتگرال هویگنس به دست می‌آید [۲۹]. برای یک رفت و برگشت کامل می‌توان میدان را با استفاده از دو نیم رفت و برگشت، ابتدا از روزنه‌ی محدودکننده‌ی میدان تا آینه‌ی M_2 و بازتاب میدان به روزنه و سپس از روزنه به آینه‌ی M_1 و بازتاب آن تا سطح روزنه محاسبه کرد:

$$u_1(x, y) = \int_{-Ga}^{Ga} \int_{-Ga}^{Ga} K_2(x, y; x', y') u_0(x', y') dx' dy' \quad (3)$$

$$u_{out}(x, y) = \int_{-Ga}^{Ga} \int_{-Ga}^{Ga} e^{g(x', y') L_g} K_1(x, y; x', y') u_1(x', y') dx' dy' \quad (4)$$

میدان‌های ورودی $u_{in}(x, y)$ و $u_{out}(x, y)$ در سطح FLA محاسبه می‌شوند. روزنه‌ی محدودکننده‌ی میدان، مراتب بالاتر میدان پراشیده از آینه M_2 را حذف می‌کند. هم‌چنین پهنای FLA به منظور حذف ویژه مدهای مراتب بالاتر، دقیقاً به کم‌ترین قطر مد تشدیدگر در اولین نقطه‌ی صفر آن منطبق شده است. پهنای بهینه FLA در مختصات دکارتی با رابطه‌ی (۵) داده می‌شود [۳۰، ۳۱]:

$$2\alpha = 2\sqrt{0.5\lambda f_2} \quad (5)$$

کرنل‌های انتشار K_1 و K_2 با روابط (۶) و (۷) داده می‌شوند. پارامتر $G^{(A)}$ ، محدوده‌ی انتگرال‌گیری را برحسب شعاع روزنه FLA مشخص می‌کند که مقدار آن در محاسبات، بسته به اندازه‌ی روزنه‌ی FLA و ابعاد محیط بهره، از ۵ تا ۲۰ انتخاب شده است:

$$K_2(x'', y''; x', y') = (i / \lambda B_2) \exp \left[-\left(i \pi / \lambda B_2 \right) \left(A_2(x''^2 + y''^2) - 2(x'x'' + y'y'') + D_2(x''^2 + y''^2) \right) \right] \quad (6)$$

$$K_1(x', y'; x, y) = (i / \lambda B_1) \exp \left[-\left(i \pi / \lambda B_1 \right) \left(A_1(x'^2 + y'^2) - 2(xx' + yy') + D_1(x'^2 + y'^2) \right) \right] \quad (7)$$



رابطه‌ی ضمنی (۱۳) به ازای شرایط مرزی مناسب

$$\xi_0^+ = \xi_1^- R_1 \text{ و } \xi_{0ASE}^+ = \xi_{1ASE}^- \Theta_{ase} R_1$$

خودبه‌خودی تقویت شده و میدان لیزر در لبه‌ی خروجی محیط فعال در مجاورت آینه M_1 محاسبه شد. سهم بازخورد میدان بازگشتی به محیط فعال پس از بازتاب از آینه‌ی M_1 ، L_{M_1-AM} است. $\Theta_{ase} = 1 / (1 + L_{M_1-AM} / L_g)^2$ فاصله‌ی میان M_1 و محیط فعال، و R_1 ضریب بازتاب آینه M_1 است. برای یافتن شدت به‌هنگار شده، (z, ξ^\pm) در هر نقطه‌ی درون محیط فعال از روش تکرار استفاده شد. هم‌چنین برای محاسبه‌ی شدت میدان در لبه‌ی محیط فعال در مجاورت FLA، از رابطه‌ی تصحیح شده‌ی (Linford) [۳۳] برای مقدار اولیه‌ی دامنه‌ی میدان در تقریب موج روان و لحاظ کردن تا روزنه‌ی FLA به صورت $I_i = I_{ASE} \Omega' R_1$ و انتگرال هویگنس برای انتشار میدان استفاده شد. L_{AF} فاصله‌ی میان لبه‌ی محیط فعال تا FLA، و R_2 ضریب بازتاب آینه‌ی M_2 است.

۴. نتایج

میدان نوری تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده در دو بُعد با روزنه‌ی مربعی به ابعاد $2a$ و محیط فعال پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن، با استفاده از روش بیان شده در بخش ۳ محاسبه شد. در بیش‌تر محاسبات، مرکز FLA در نقطه‌ی کانون مشترک آینه‌ها و به فاصله‌ی a از لبه‌ی بالایی محیط بهره در $y = -a$ قرار دارد. به دلیل ضریب بهره‌ی بسیار بالای محیط فعال، با انتشار میدان نوری، اشباع بهره به سرعت و پس از طی قریب ۲۰٪ طول محیط فعال به وقوع می‌پیوندد. همان‌طور که از شکل ۶ دیده می‌شود، ضریب بهره پس از یک عبور حول محور نوری، به دلیل اشباع و بروز ASE به شدت کاهش می‌یابد. محاسبات عددی نشان می‌دهند که مقدار بیشینه شدت ASE بعد از یک عبور از محیط فعال بیش از $50 I_s$ می‌باشد، هم‌چنین شدت لیزر پس از یک گردش کامل در حد $5 I_s$ است.

شکل ۷ شدت خروجی از SFUR را پس از یک گردش کامل در راستای دو محور x و y نشان می‌دهد. در شکل ۷. (الف و ب)، مرکز FLA در $(x_{FLA}, y_{FLA}) = (0, -a)$ و شکل ۷. (ج و د)، شدت را زمانی که لبه‌ی خارجی محیط بهره در مرکز FLA واقع شده است، نشان می‌دهند.

جدول ۱. پارامتر تشدیدگرهای ناپایدار خودپالاینده مورد استفاده در محاسبات

بزرگ‌نمایی (M)	f_r (cm)	f_r (cm)	$2a$ (cm)	طول محیط فعال (cm)
-۲.۵	۱	۰.۴	۱۴.۳	۰.۲

به منظور بررسی اثر ASE، معادله‌ی نرخ مستقل از زمان برای شدت فوتون راست‌رو و چپ‌رو به ترتیب I_{ASE}^+ و I_{ASE}^- ، با فرض بستگی پهن‌شدگی ناهمگن بهره، استفاده می‌شود، رابطه‌ی (۱۱) [۳۲]:

$$\frac{d I_{ASE}^\pm}{d z} = \pm [I_{ASE}^\pm (g - \alpha) + g A] \quad (11)$$

حل هم‌زمان معادله‌ی (۱۱) و معادله‌ی (۱۲) برای میدان لیزر I^\pm ، توضیح مناسبی از رفتار شدت میدان را به دست می‌دهد.

$$\frac{d I^\pm}{d z} = \pm I^\pm (g - \alpha) \quad (12)$$

در معادلات بالا، α ضریب جذب خطی است که از آن

صرف‌نظر می‌کنیم. $A = \frac{d \Omega}{4\pi} \times \frac{\tau_u}{\tau_s} \times \frac{\Delta v_n}{\Delta v_s}$ که τ_u و τ_s به

ترتیب طول عمر تراز تحریک شده و گسیل خودبه‌خود است که متناظر هستند با پهن‌شدگی طیفی با پهنای Δv_n و Δv_s . با فرض

وابسته به شدت از رابطه‌ی (۲) در رابطه‌ی (۱۱) و (۱۲)، معادله‌ی

$$\sqrt{1 + \frac{I}{I_s} \frac{dI}{I}} = g_o(x, y) dz$$

از آن در فاصله‌ی $z = (0, L_g)$ برای شدت

به‌هنگار شده‌ی ورودی و خروجی به شدت اشباع،

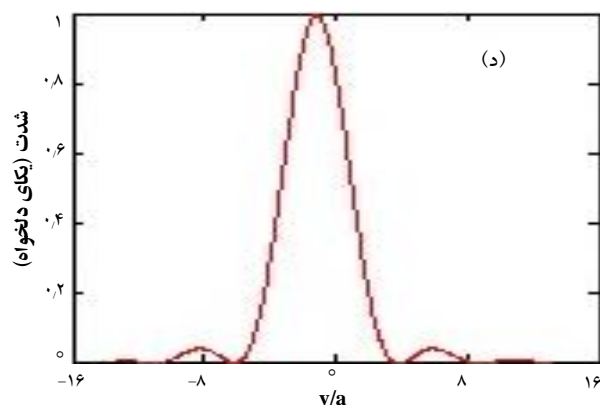
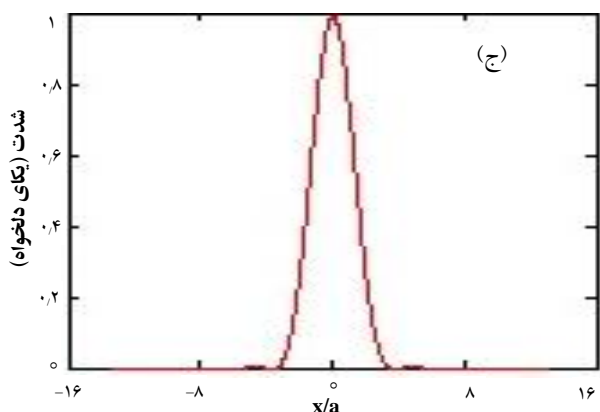
$\xi_0 = I_{out} / I_s$ ، $\xi_1 = I_{in} / I_s$ حاصل می‌شود. شدت

به‌هنگار شده‌ی گسیل خودبه‌خود با توجه به معادله‌ی (۱۱) به

صورت $\xi_{0ASE}^\pm = (I_{0ASE}^\pm + A) / I_s$ و $\xi_{1ASE}^\pm = (I_{1ASE}^\pm + A) / I_s$

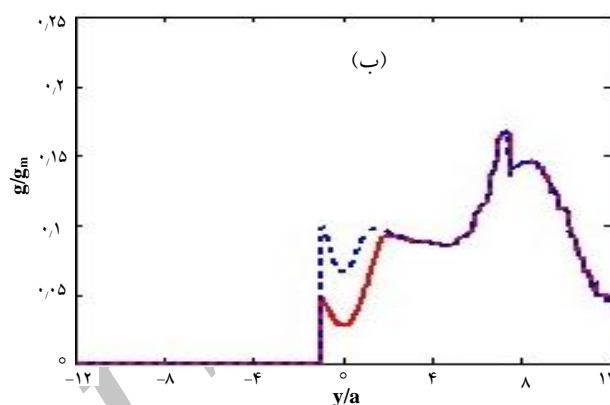
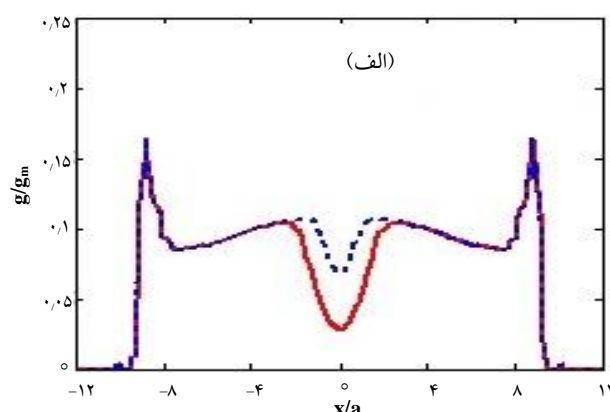
تعریف شده است.

$$e^{\sqrt{\xi_0+1}} \frac{[(\xi_0+1)^\gamma - 1][(\xi_1+1)^\gamma + 1]}{[(\xi_0+1)^\gamma + 1][(\xi_1+1)^\gamma - 1]} e^{-g_o L_g - 2\sqrt{\xi_1+1}} = 1 \quad (13)$$

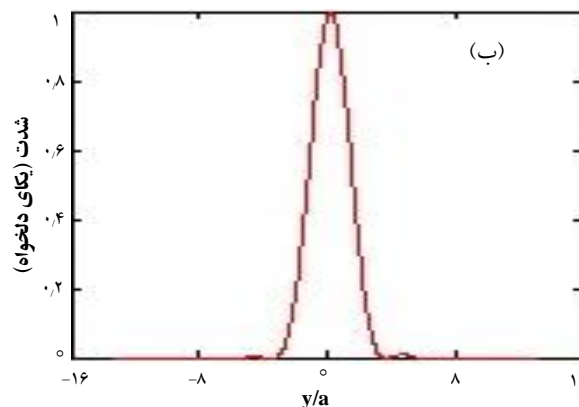
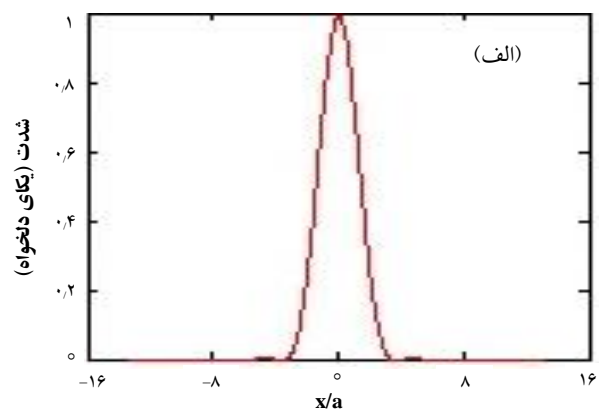


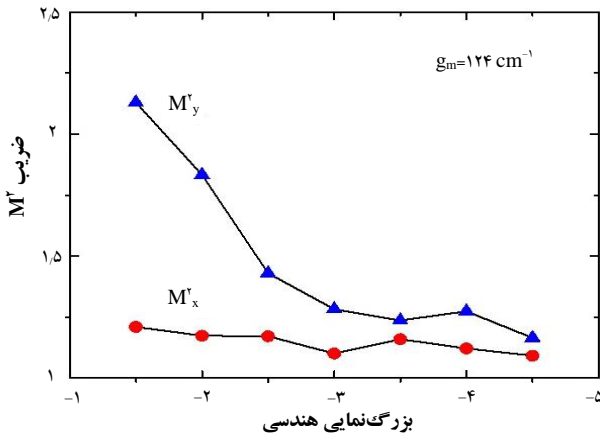
شکل ۷. شدت خروجی به‌هنگار شده از SFUR با محیط بهره‌ی پرتو ایکس نرم شبه نون آهن پس از یک گردش کامل. (الف) و (ب): مرکز FLA در $(x_{FLA}, y_{FLA}) = (0, -a)$ قرار دارد؛ (ج) و (د): لبه‌ی خارجی محیط بهره (با مقدار بیشینه) در مرکز FLA، $(x_{FLA}, y_{FLA}) = (0, 0)$ ، قرار دارد.

پارامترهای مهمی که برای طراحی بهینه‌ی SFUR با محیط فعال لیزر پرتو ایکس نرم با بهره‌ی بالا و طول عمر کوتاه بررسی شده‌اند، طول محیط فعال، L_g و R_1 بازتابندگی آینه M_1 جهت بررسی نقش این عوامل در طراحی SFUR، شبیه‌سازی‌های گوناگونی صورت گرفت که نتایج آن در شکل ۸ نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل ۸ (الف) دیده می‌شود، بخش مهمی از انرژی خروجی به صورت تابش ASE است و انرژی خروجی SFUR تقریباً به صورت خطی با L_g افزایش می‌یابد. هم‌چنین شکل ۸ (ب) بستگی انرژی خروجی را نسبت به R_1 نشان می‌دهد که در آن L_{AF} فاصله‌ی لبه‌ی محیط فعال تا FLA است. بستگی کوچک انرژی خروجی به ضریب بازتابندگی آینه M_1 ، از لحاظ کاربردی بسیار حائز اهمیت است. زیرا با توجه به مشکلات ساخت آینه با بازتابندگی بالا در ناحیه‌ی طیفی پرتو ایکس نرم، ۳۰-۱۰٪ برای R_1 برای طراحی بهینه SFUR کفایت می‌کند و به آینه‌ی با ضریب بازتاب بالا ($R_1 > 50\%$) نیازی نیست.



شکل ۶. نمایه‌ی بهره‌ی به‌هنگار شده به حداکثر ضریب بهره $g_m = 124 \text{ cm}^{-1}$ در جهت محورهای x و y پس از اولین عبور (خط چین آبی) و دومین عبور (خط پُر قرمز) از محیط فعال.

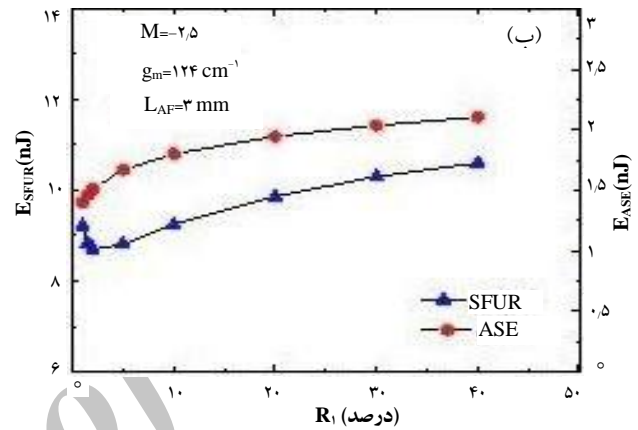
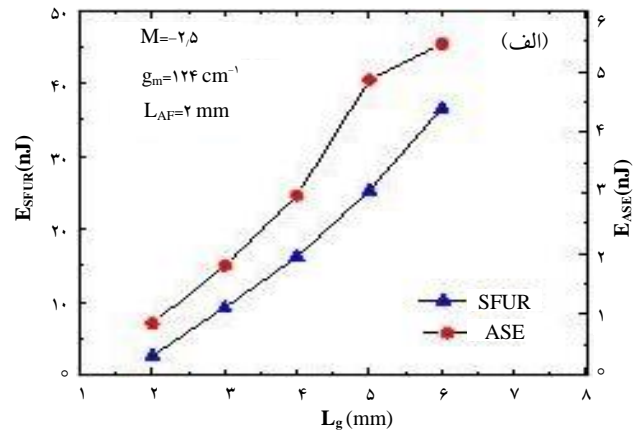




شکل ۹. رفتار ضریب کیفیت پرتو M^2 به ازای مقادیر گوناگون بزرگ‌نمایی هندسی تشدیدگر.

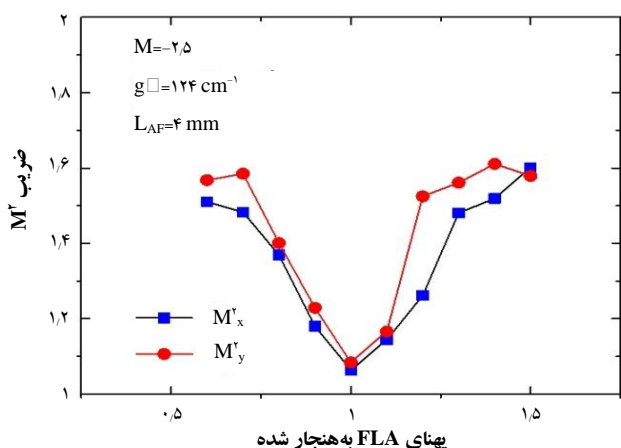
هم‌چنین، اثر پهنای روزنه در تشکیل مد و واگرایی پرتو خروجی پس از یک گردش کامل درون تشدیدگر بررسی شد. شکل ۱۰ توزیع شدت مدهای تشدیدگر SFUR پس از یک گردش کامل را برای پهنای متفاوت روزنه‌ی محدودکننده‌ی میدان نشان می‌دهد. شکل ۱۰. (ب) توزیع شدت مودی را برای مقدار بهینه‌ی اندازه‌ی روزنه، $2a = 14.3 \mu\text{m}$ ، مطابق با رابطه‌ی (۵) نشان می‌دهد. شکل ۱۰. (الف و ج)، و مد خروجی را به ترتیب برای پهنای $2a = 8.6 \mu\text{m}$ و $2a = 19 \mu\text{m}$ نشان می‌دهند. نتایج نشان می‌دهد که بهترین توزیع مودی برای SFUR با پهنای روزنه $2a = 2\sqrt{0.75\lambda f_p}$ رخ می‌دهد. افزایش اندازه‌ی روزنه FLA منجر به نوسان مدهای عرضی مراتب بالاتر تشدیدگر، و کاهش اندازه‌ی روزنه سبب افزایش واگرایی پرتو خروجی می‌شود. در هر صورت کیفیت پرتو خروجی کاهش می‌یابد.

در شکل ۱۱ ضریب M^2 در دو راستای x و y برای تشدیدگر SFUR به ازای پهنای متفاوت روزنه محاسبه شده است. نمودارها نشان می‌دهند که کم‌ترین مقدار M^2 برای پهنای بهینه‌ی روزنه‌ی $14.3 \mu\text{m}$ به دست می‌آید و نمودار شدت با توزیع گاوسی حاصل می‌شود. این نتایج در توافق با نتایج تجربی مرجع [۳۶] برای تشدیدگر SFUR با محیط فعال رنگ می‌باشد. هم‌چنین ضریب M^2 برای یک تشدیدگر صفحه موازی با طول معادل با تشدیدگر ناپایدار، برابر با $M_x^2 = 4.1$ و $M_y^2 = 5.7$ به دست آمد، که در مقایسه با تشدیدگر SFUR، بسیار بیش‌تر



شکل ۸. (الف) بستگی طول محیط فعال، L_g ، و (ب) بازتابندگی آینه M_1 بر انرژی خروجی SFUR و گسیل ASE از محیط فعال.

یکی از مزایای تشدیدگر SFUR، کاهش واگرایی پرتو خروجی است. در این پژوهش، واگرایی پرتو خروجی تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده با استفاده از ضریب کیفیت M^2 و محاسبه‌ی تابع وزنی شدت به روش سیگمن [۳۴] نیز مطالعه شد. اندازه‌ی ضریب M^2 برای باریکه‌ی گاوسی آرمانی برابر با ۱ و در غیر این صورت بزرگ‌تر از ۱ است. در شکل ۹، ضریب M^2 در دو راستای x و y برحسب بزرگ‌نمایی، محاسبه و نشان داده شده است. با ثابت نگه داشتن فاصله‌ی کانونی M^2 و در نتیجه پهنای روزنه و افزایش بزرگ‌نمایی، ضریب M^2 به مقدار حدی ۱ نزدیک می‌شود و واگرایی باریکه‌ی خروجی کاهش می‌یابد. این نمودار در توافق با نتایج مشاهده شده در مراجع [۳۵] و [۳۶] برای لیزر رنگ است. این تشدیدگرها دارای خروجی‌هایی در حد پراش با واگرایی $\theta_D = \frac{\lambda}{2|M|a}$ هستند که افزایش در بزرگ‌نمایی منجر به کاهش واگرایی می‌شود.

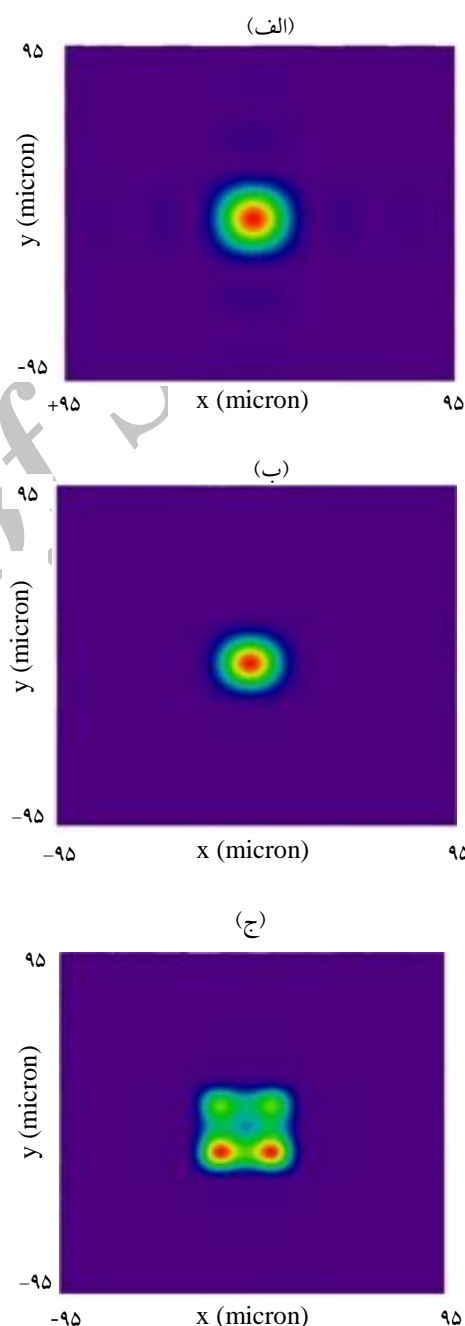


شکل ۱۱. مقادیر محاسبه شده ضریب M' در راستای x و y به ازای مقادیر به‌هم‌نجار شده پهنای روزنه‌ی محدودکننده‌ی میدان، a_{FLA} / a .

۵. نتیجه‌گیری

در پژوهش حاضر نشان داده شد که با استفاده از تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده و با وجود کوتاهی طول عمر بهره برای لیزرهای پرتو ایکس نرم و به دلیل آن که تنها یک گردش نور برای تشکیل مُد در تشدیدگر SFUR کفایت می‌کند، می‌توان در مقایسه با گسیل خودبه‌خودی تقویت شده، به باریکه‌ی لیزر با کیفیت و هم‌دوسی فضایی بسیار بهتری دست یافت. برای این منظور ویژگی‌های تشدیدگر SFUR برای لیزر پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن در طول موج 25.5 nm و بیشینه بهره‌ی 124 cm^{-1} به دقت مطالعه شدند. خروجی لیزر ایکس نرم با ساختار نوری SFUR، دارای پهنای پالسی نزدیک به طول عمر تراز بالایی محیط فعال $\sim 100 \text{ ps}$ و در حد زمان یک گردش کامل فوتون درون تشدیدگر است. محاسبات مُدی ارائه شده برای تشدیدگر SFUR، نقش اندازه‌ی روزنه‌ی محدودکننده‌ی میدان و موضع قرار گرفتن مرکز روزنه‌ی پالاینده فضایی نسبت به مکان محیط فعال را در بهبود کیفیت لیزر پرتو ایکس نرم نشان می‌دهد. در این حال انرژی خروجی بیش از 30 nJ و واگرایی کوچک از مرتبه 0.5 mrad ، لیزر پرتو ایکس نرم با ساختار نوری SFUR را برای آرایش نوسان‌گر- تقویت‌کننده مناسب می‌سازد. آرایش نوری مورد اشاره به دلیل کیفیت و درخشایی بالای باریکه‌ی خروجی و واگرایی کوچک، در حد محدود شده‌ی پراشی می‌تواند به خوبی در تداخل‌سنجی پلاسما بسیار چگال در حوزه‌ی گداخت محصورسازی لختی استفاده شود.

است و به این ترتیب پرتو خروجی SFUR کیفیت فضایی به مراتب بالاتری دارد. زاویه‌ی واگرایی نیز با استفاده از رابطه‌ی $\theta = M' \theta_D$ به دست می‌آید که $\theta_D = \frac{\lambda}{2|M|a}$ ، واگرایی محدود شده‌ی پراشی برای SFUR است و واگرایی باریکه‌ی لیزر در بهترین حالت، $0.5 \times 0.5 \text{ mrad}$ به دست آمده است.



شکل ۱۰. توزیع مُدی تشدیدگر SFUR با محیط بهره‌ی لیزر پرتو ایکس نرم پس از یک گردش کامل، در مجاورت FLA برای اندازه‌های متفاوت پهنای روزنه. (الف) $2a = 8.6 \text{ } \mu\text{m}$ ، (ب) $2a = 14.3 \text{ } \mu\text{m}$ و (ج) $2a = 19 \text{ } \mu\text{m}$.



1. Amplified Spontaneous Emission
2. Inertial Confined Fusion
3. False Color Format
4. Field-Limiting Aperture
5. Multilayer Mirrors

6. Bragg's Law
7. Scraper Mirror
8. Guard Bound

- [1] H. Daido, Review of soft x-ray laser researches and developments, *Rep. Prog. Phys.* **65** (2002)1513-1576.
- [2] S. Suckewer, P. Jaegle, X-Ray laser: past, present, and future, *Laser Phys. Lett.* **6** (2009) 411-436.
- [3] L.B. Da Silva, T.W. Barbee, Jr., R. Cauble, P. Celliers, D. Ciarlo, S. Libby, R. A. London, D. Matthews, S. Mrowka, J. C. Moreno, D. Ressler, J.E. Trebes, A. S. Wan, and F. Weber, Electron density measurements of high density plasmas using soft X-ray laser interferometry, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 3991-3994.
- [4] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, and T. A. Weaver, Demonstration of a soft x-ray amplifier, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 110-113.
- [5] M. Nishikino, N. Hasegawa, T. Kawachi, H. Yamatani, K. Sukegawa, and K. Nagashima, Characterization of a high-brilliance soft x-ray laser at 13.9 nm by use of an oscillator-amplifier configuration, *Appl. Opt.* **47** (2008) 1129-1134.
- [6] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lacheze-Murel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Mercere, H. Merdji, A. S. Morlens, J. P. Rousseau & C. Valentin, A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam, *Nature* **431** (2004) 426-429.
- [7] L. M. Meng, D. Alessi, O. Guilbaud, Y. Wang, M. Berrill, B.M. Luther, S. R. Domingue, D. H. Martz, D. Joyeux, S. De Rossi, J. J. Rocca, and A. Klisnick, Temporal coherence and spectral linewidth of an injection-seeded transient collisional soft x-ray laser, *Opt. Exp.* **19** (2011) 12088-12092.
- [8] N. M. Ceglio, D. G. Stearns, D. P. Gaines, A. M. Hawryluk, and J. E. Trebes, Multipass amplification of soft X-rays in a laser cavity, *Opt. Lett.* **13** (1988) 108-110.
- [9] N.M. Ceglio, D.P. Gaines, J.E. Trebes, R.A. London, D.G. Stearns, Time-Resolved Measurement of Double-Pass Amplification of Soft X-Rays, *Appl. Opt.* **27**(1988) 5022-5025.
- [10] T. Mocek, B. Rus, A.R. Praeg, and M. Kozlov, Beam properties of a deeply saturated, half-cavity zinc soft X-ray laser, *J. Opt. Soc. Am. B.* **20** (2003) 1386-1391.
- [11] B. Rus, T. Mocek, A. R. Prag, M. Kozlov'a, M. Hudecek, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, J-C. Lagron, D. Joyeux and D. Phalippou, Multi-millijoule, deeply saturated X-ray laser at 21.2nm for applications in plasma physics, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** (2002) B207-B223.
- [12] A.R. Praga, T. Mocek, M. Kozlov'a, B. Rus, G. Jamelot, and D. Ros, Study of the stability of beam characteristics of the neon-like Zn X-ray laser using a half cavity, *Eur. Phys. J. D* **22** (2003) 31-40.
- [13] Philippe Zeitoun, Eduardo Oliva, Thi Thu Thuy Le, David Ros, Stéphane Sebban, Lu Li, Pedro Velarde, Marta Fajardo, X-ray chirped pulse amplification: towards GW soft x-ray lasers, *Appl. Sci.* **3** (2013) 581-592.
- [14] Santanu Basu and Peter L. Hagelstein, Design analysis of a short wavelength laser in an unstable resonator cavity, *J. Appl. Phys.* **69** (1991) 1853-1861.
- [15] G. J. Tallents, The physics of soft x-ray lasers pumped by electron collisions in laser plasmas, *J. Phys D: Appl. Phys.* **36** (2003) R259-R276.
- [16] E. Oliva, P. Zeitoun, P. Velarde, M. Fajardo, K. Cassou, D. Ros, S. Sebban, D. Portillo, and S. le Pape, Hydrodynamic study of plasma amplifiers for soft-x-ray lasers: A transition in hydrodynamic behavior for plasma columns with widths ranging from 20 μm to 2 mm, *Phys. Rev. E* **82** (2010) 056408.



- [17] P.G. Gobbi, G.C. Reali, A novel unstable resonator configuration with a self-filtering aperture, *Opt. Commun.* **52**(1984) 195-198.
- [18] V. Boffa, P. Di Lazzaro, G. P. Gallerano, G. Giordano, T. Hermsen, T. Letardi, and C. E. Zheng, Self-filtering unstable resonator operation of XeCl excimer laser, *IEEE J. Quantum. Elect.* **23** (1987) 1241-1244.
- [19] L.H. Min, K. Vogler, Confocal positive branch-filtering unstable resonator for Nd:Yag laser, *Opt. Commun.* **74** (1989) 79-83.
- [20] A.H. Farahbod, B. Daneshvar, and A. Hariri, Performance of Nd:YAG lasers in coupled generalized self-filtering and positive-branch unstable resonators, *Appl. Opt.* **38** (1999) 4516-4527.
- [21] A.N. Malov, A.M. Orishich, Ultimate Energy Characteristics of a Mechanically Q-Switched CO₂ Laser, *Tech. Phys. Lett.* **40** (2014) 170-173.
- [22] D.G. Stearns, R.S. Rosen, S.P. Vernon, Multilayer Mirror Technology for Soft X-Ray Projection Lithography, *Appl. Opt.* **32** (1993) 6952-6960.
- [23] R. Dietsch, S. Braun, T. Holz, H. Mai, R. Scholz, and L. Brügemann, Multilayer X-ray optics for energies $E > 8\text{keV}$ and their application in X - ray analysis, *Proc. SPIE.* **4144**, Advances in Laboratory-based X-Ray Sources and Optics (2000) 137-147.
- [24]] A. Kazimirov, D. Smilgies, Q. Shen, X. Xiao, Q. Hao, E. Fontes, D.H. Bilderback, S.M. Gruner, Y. Platonov and V.V. Martynov, Multilayer X-ray optics at CHESS, *J. Synchrotron Radiat.* **13** (2006) 204–210.
- [25] T. Wang et al., Femtosecond Single-Shot Imaging of Nanoscale Ferromagnetic Order in Co/Pd Multilayers Using Resonant X-Ray Holography, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 267403.
- [26] D.L. Voronov, E.H. Anderson, E.M. Gullikson, F. Salmassi, T. Warwick, V.V. Yashchuk, and H.A. Padmore, Control of surface mobility for conformal deposition of Mo–Si multilayers on saw-tooth substrates, *Appl. Surf. Sci.* **284** (2013) 575– 580.
- [27] G. Johansson, Compact soft x-ray microscopy, Doctoral Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm (2003).
- [28] D. G. Stearns, R. S. Rosen, and S. P. Vernon, Multilayer mirror technology for soft X-ray projection lithography, *Appl. Opt.* **32** (1993) 6952-6960.
- [29] A. Hariri, Advanced Laser Physics, Institute of Nuclear Sciences and Technology (2011).
- [30] A.H. Farahbod, GSFUR optical unstable resonators, PhD Thesis, Amirkabir University of Technology (1997).
- [31] P. D. Lazzaro, T. W. P. M. Hermsen, and C. Zheng, A Generalization of the Self-Filtering Unstable Resonator, *IEEE J. Quantum. Elect.* **24** (1988) 1543-1547.
- [32] G. Haag, M. Munz, G. Marowsky, Amplified Spontaneous Emission (ASE) in Laser Oscillators and Amplifiers, *IEEE J. Quantum Elect.* **QE-19**, 6 (1983) 1149-1160.
- [33] O. Svelto, S. Taccheo, C. Svelto, Analysis of amplified spontaneous emission: some corrections to the Linford formula, *Opt. Commun.* **149** (1998) 277-282.
- [34] A.E. Siegman, How to (maybe) measure laser beam quality, *OSA TOPS.* **17** (1998) 184.
- [35] A.H. Farahbod, A. Hariri, Application of generalized self-filtering unstable resonator to a N₂-laser pumped dye laser, *Opt. Commun.* **108** (1994) 84-90.
- [36] S.K. Dixit, P.K. Shukla, and R. Bhatnagar, On the role of gain medium aperture in transverse pumped self-filtering unstable resonator (SFUR) dye laser, *Opt. Commun.* **145** (1998) 340-351.