

# طراحی و شبیه‌سازی لیزر الکترون آزاد ریزموج بر اساس شتاب‌دهنده الکتروستاتیک کم‌انرژی داینامیترن

افضل رقوی<sup>\*۱</sup> و اسماء رزم‌آرا مینا<sup>۲</sup>

۱. دانشکده علوم پایه، دانشگاه پیام نور، ۴۶۹۷-۱۹۳۹۵، تهران، ایران

پست الکترونیکی: a\_raghavi@pnu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۴/۰۶/۰۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۴/۰۷/۲۲)

## چکیده:

در این مقاله امکان ساخت لیزر الکترون آزاد بر اساس باریکه الکترونی حاصل از یک شتاب‌دهنده داینامیترن از نوع شتاب‌دهنده ساخته شده در سازمان انرژی اتمی ایران مورد مطالعه قرار گرفته است. این مطالعه از طریق تحلیل نظری و شبیه‌سازی کامپیوتری انجام شده است. نتایج حاصل نشان می‌دهد که در صورت ارتقاء این شتاب‌دهنده با همین انرژی به خروجی با شدت جریان حداقل ۱ آمپر، می‌تواند به عنوان چشمه الکترونی یک لیزر الکترون آزاد از نوع نوسانگر با خروجی از مرتبه ۱ کیلووات در ناحیه ریزموج مورد استفاده قرار گیرد.

**واژه‌های کلیدی:** لیزر الکترون آزاد، شتاب‌دهنده الکتروستاتیک، داینامیترن

## ۱. مقدمه

شتاب‌دهنده‌های الکتروستاتیک به علت داشتن دو ویژگی مهم، یکی کیفیت بالای باریکه الکترونی خروجی و دیگری امکان تولید خروجی پیوسته الکترونی، گزینه بسیار مطلوبی برای استفاده در ساختار لیزرهای الکترون آزاد هستند. با این حال، به دلیل محدودیت انرژی قابل دستیابی در این شتاب‌دهنده‌ها، خروجی لیزر آنها تنها به طول موج‌های بلند در محدوده امواج میلیمتری محدود می‌شود. بر همین اساس نمونه‌های زیادی از لیزرهای الکترون آزاد بر اساس این شتاب‌دهنده‌ها توسعه داده شده‌اند که تحت عنوان EA-FELs<sup>۱</sup> شناخته می‌شوند. از ابتدای ابداع فناوری لیزر الکترون آزاد، ایده استفاده از شتاب‌دهنده‌های الکتروستاتیک نیز مورد توجه ویژه پژوهشگران این حوزه قرار

گرفته است [۱]. بر همین اساس امروزه لیزرهای الکترون آزاد متنوعی بر این اساس ساخته شده و در حال کار هستند که از جمله مهمترین آنها می‌توان به لیزر UCSB FEL در دانشگاه کالیفرنیا [۲]، لیزر KAERI MMW FEL در موسسه تحقیقات انرژی اتمی کره جنوبی [۳]، لیزر FELSTRON در دانشگاه فلوریدای مرکزی [۴]، TAU-FEL در دانشگاه تل‌آویو [۵] و FOM-FEL در موسسه FOM هلند اشاره کرد [۶].

از آنجا که ساخت آینه‌های باکیفیت برای تشدیدکننده‌های اپتیکی در این ناحیه طول‌موجی، که شامل ناحیه ریزموج و فرسرخ است، بسیار آسان‌تر و مناسب‌تر از ایجاد میدان مغناطیسی نوسان‌کننده قوی برای عملکرد لیزر در حالت تقویت‌کننده است، اغلب لیزرهای الکترون آزاد در این محدوده به صورت ساختار نوسانگر طراحی و ساخته می‌شوند. ساختار

می توان نشان داد که بهره در ناحیه بهره پایین از رابطه زیر به دست می آید [۹]:

$$G(\nu) = -\pi g_0 \frac{d}{d\nu} \left[ \frac{\sin(\nu/\gamma)}{\nu/\gamma} \right]^2 \quad (4)$$

که در آن

$$g_0 = 2\pi \frac{J}{I_0} \left( \frac{N_w}{\gamma} \right)^2 (\lambda_w K f_b)^2 \quad (5)$$

بهره سیگنال کوچک نامیده می شود. بیشترین بهره با توجه به رابطه (۴) به ازای  $\nu = \pm 2.6$  به دست می آید. بنابراین، از رابطه (۳) طول موج تشدید بیشینه بهره در ناحیه بهره پایین از رابطه زیر به دست خواهد آمد:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{1 - 2.6 / (2\pi N_w)} \quad (6)$$

طبق نتایج حاصل از مباحث نظری، بهره به دست آمده به ازای این طول موج باید بیشترین بهره لیزر و از مرتبه بهره سیگنال کوچک  $g_0$  باشد.

### ۳. محاسبات و شبیه سازی

همان گونه که پیش از این بیان شد، در این پژوهش ما قصد داریم عملکرد لیزر الکترون آزاد را بر اساس باریکه الکترونی حاصل از یک شتاب دهنده دینامیترون از نوع ساخته شده در سازمان انرژی اتمی ایران بررسی کنیم. مشخصات گزارش شده از این دستگاه در جدول ۱ داده شده است. به منظور تکمیل داده های مورد نیاز، مقادیر مجهول به صورت تقریبی و بر اساس مقادیر متعارف انتخاب شده اند.

مشخصات میدان نوسان ساز مورد استفاده در شبیه سازی در جدول (۲) داده شده اند. این مقادیر اختیاری و متناسب با خروجی قابل قبول لیزر به ازای پارامترهای ورودی انتخاب شده اند.

با استفاده از مقادیر داده شده، مقدار مؤثر پارامتر ویگلر (که برای ویگلر سطح معادل  $K_0 = K / \sqrt{2}$  است) برابر  $K_0 = 1$ ، ضریب نسبیته برابر  $\gamma_0 = 2.957$  و طول موج تشدید از رابطه (۱) برابر  $\lambda_0 = 0.0229 \text{ m}$  به دست می آید. همچنین طول موج بیشینه بهره پایین از رابطه (۶) برابر  $\lambda = 0.0231 \text{ m}$  و بهره سیگنال کوچک معادل  $g_0 = 0.172$  هستند.

جدول ۱. پارامترهای (تقریبی) خروجی شتاب دهنده داینامی ترئون.

پراکندگی انرژی	گسیلندگی $\pi$ [mm.mrad]	شعاع باریکه الکترونی [mm]	شدت جریان [A]	انرژی [MeV]
۰/۰۰۵	۲	۱	۰/۰۰۱	۱

جدول ۲. پارامترهای (اختیاری) میدان نوسان ساز.

نوع نوسان-ساز	پارامتر نوسان ساز K	تعداد تناوبها [cm]	دوره تناوب [T]	بیشینه
مسطح	۱/۴۱۴۲	۵۵	۲	۰/۷۵۷۴

نوسانگر مزیت دیگری نیز دارد و آن خلوص طیفی بیشتر لیزر حاصل از آن است که به واسطه فرآیند انتخاب مد در داخل کاواک تشدید اتفاق می افتد.

### ۲. پارامترهای لیزر الکترون آزاد

عملکرد لیزر در ساختار نوسانگر معمولاً در ناحیه بهره پایین انجام می شود. بر همین اساس برای تحلیل آن باید از فرمول بندی مربوط به این ناحیه استفاده کرد. یکی از ویژگی های مهم این ناحیه تفاوت در طول موج تشدید لیزر است. به طور معمول، طول موج تشدید لیزر برای ساختاری با میدان نوسان ساز مغناطیسی مسطح با پارامتر نوسان گر K و دوره تناوب  $\lambda_w$  و باریکه الکترونی با انرژی معادل عامل نسبیته  $\gamma$  از رابطه زیر به دست می آید:

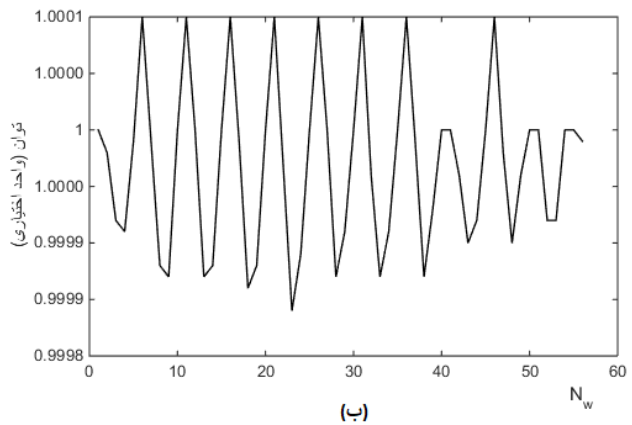
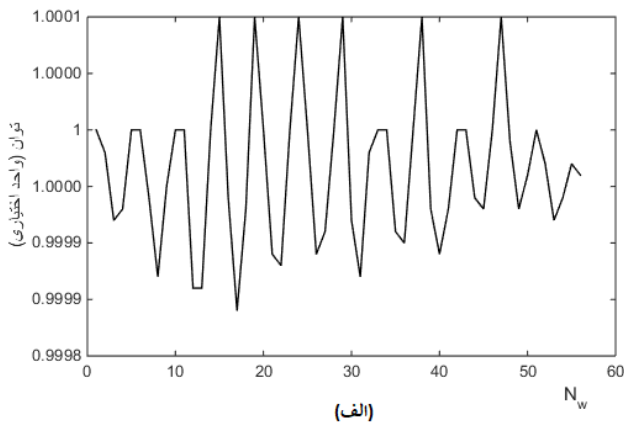
$$\lambda_0 = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (1)$$

که در آن پارامتر نوسان ساز K به صورت زیر با مشخصات میدان نوسان ساز در ارتباط است:

$$K = \frac{B_w [kG] \lambda_w [cm]}{10^7} \quad (2)$$

با وجود این، می توان نشان داد که در ناحیه بهره پایین در این طول موج هیچ بهره ای حاصل نمی شود و در عوض بهره در طول موج های بالاتر از آن ایجاد خواهد شد [۷-۹]. با تعریف پارامتر تنظیم به صورت

$$\nu = 2\pi N_w (\lambda - \lambda_0) / \lambda \quad (3)$$

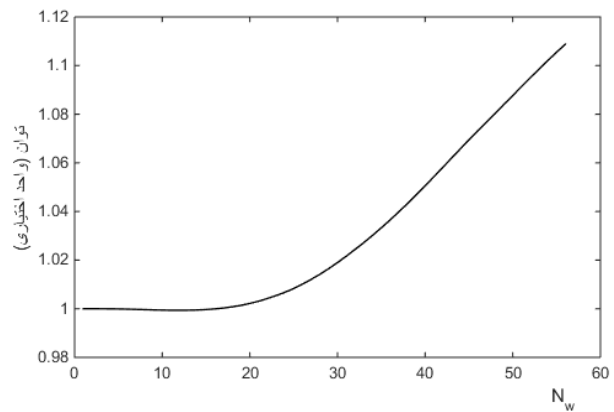


شکل ۱. توان خروجی متناظر با طول‌موج‌های الف.  $\lambda_0 = 0.0229 \text{ m}$  حاصل از رابطه (۱)، و ب.  $\lambda = 0.0231 \text{ m}$  حاصل از رابطه (۶).

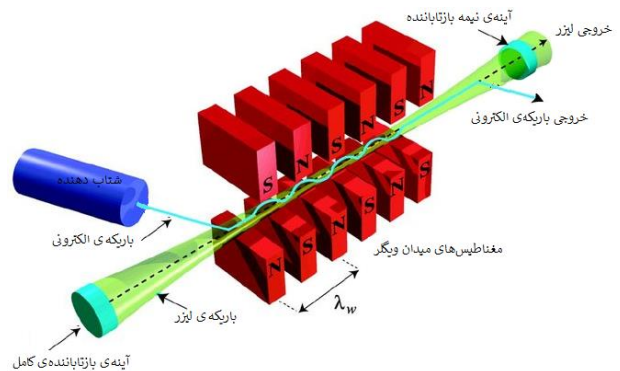
در ادامه برای مشاهده تأثیر این پارامترها بر عملکرد لیزر از کد شبیه‌سازی لیزر الکترون آزاد GENESIS ۱.۳ استفاده می‌کنیم [۱۰]. نمودار توان بر حسب تعداد دوره‌های تناوب ویگلر برای دو طول موج  $\lambda_0$  و  $\lambda$  در شکل ۱ نشان داده شده است.

همان‌گونه که در شکل ۱ الف مشاهده می‌شود، به ازای طول موج تشدید  $\lambda_0$  هیچ تقویت موجی اتفاق نمی‌افتد. این پدیده کاملاً طبیعی و مورد انتظار است، زیرا با توجه به طول نسبتاً کوتاه انتخاب شده برای ویگلر، لیزر در ناحیه بهره پایین عمل خواهد کرد و در این ناحیه بهره لیزر در طول موج تشدید برابر صفر خواهد بود.

شکل ۱ ب، توان را به ازای طول موج متناظر با بیشینه بهره مطابق رابطه (۶) نشان می‌دهد. در این شکل نیز با وجود بهره بسیار جزئی در انتهای میدان، میزان بهره به اندازه‌ای نیست که از آن بتوان انتظار تقویت موج را داشت. با این حال، پیش از عبور از شرایط انتخاب‌شده، بهتر است فرایند تقویت موج را در سایر طول‌موج‌ها نیز مورد بررسی قرار دهیم. اختلاف بین طول‌موج تشدید که در عمل برای لیزر به دست می‌آید و مقداری که به صورت نظری پیش‌بینی می‌شود، پدیده‌ای شناخته‌شده در انرژی‌های پایین است؛ پدیده‌ای که نمونه‌های متعدد آن در گزارش‌های تجربی مربوط به عملکرد لیزر در این محدوده مشاهده شده است. در این جا برای پیدا کردن طول موج تشدید واقعی لیزر از قابلیت اسکن کد جنسیس استفاده



شکل ۲. توان بر حسب دوره‌های تناوب طی شده در طول ویگلر به ازای  $\lambda_s = 0.0282 \text{ m}$ .



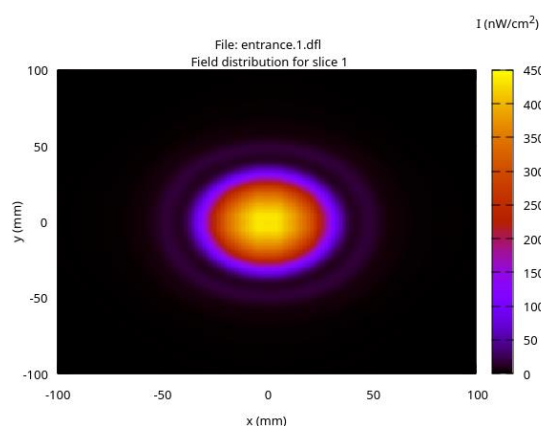
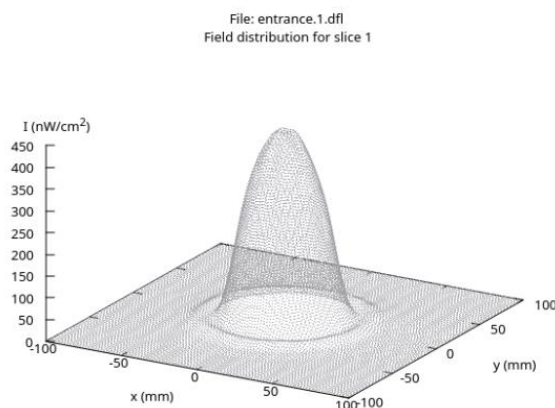
شکل ۳. ساختار کلی لیزر الکترون آزاد نوسانگر مورد استفاده در شبیه‌سازی با کد OPC. در این جا، طول کاواک تشدید  $L_c$ ، طول ویگلر نوسان ساز  $L_w$ ، شعاع آینه‌ها  $R$ ، شعاع دهانه آینه‌ها  $a$  و ضریب بازتاب آینه‌ها به ترتیب  $R_1$  و  $R_2$  در نظر گرفته شده‌اند.

با توجه به نتایج بالا می‌توان نتیجه گرفت که پارامترهای انتخاب شده در این مرحله برای کاربرد در یک لیزر الکترون آزاد مناسب نیستند. پارامترهایی که می‌توان با تغییر آنها بهره لیزر را افزایش داد طول میدان ویگلر، چگالی جریان، انرژی باریکه و پارامتر ویگلر هستند. از آنجایی که بهره به دست آمده در این مرحله بسیار پایین‌تر از مقدار مورد نیاز برای عملکرد لیزر است، برای جبران آن باید از پارامتری استفاده کرد که امکان عملی تغییرات با دامنه زیاد را داشته باشد.

از مزیت‌های شتاب‌دهنده‌های داینامی‌ترون، در مقایسه با سایر شتاب‌دهنده‌های الکتروستاتیک، امکان تولید و تحمل شدت جریان‌های بالاتر تا حد چند ده آمپر است. با توجه به این واقعیت، ما در این‌جا شدت جریان را به عنوان پارامتر بهینه‌سازی بهره لیزر انتخاب کرده و سعی خواهیم کرد تا از طریق آن به حد مطلوب بهره لیزر برسیم. از آنجایی که این ساختار در نهایت به صورت یک لیزر نوسانگر عمل خواهد کرد، باید بهره لیزر در یک بار عبور از میدان ویگلر بیشتر از اتلاف کل در یک بار رفت و برگشت در طول کاواک (شامل اتلاف پراشی، آینه‌ها و خروجی لیزر) باشد. بنابراین، برای برآورد آستانه بهره مورد نیاز، ابتدا باید برآوردی از اتلاف کاواک به دست آورد.

برای شبیه‌سازی کاواک تشدید ما از کد شبیه‌ساز انتشار پرتو OPC استفاده خواهیم کرد [۱۱]. این کد قابلیت شبیه‌سازی انتشار یک پرتو الکترومغناطیسی را در طول مسیری شامل آینه‌ها، روزنه‌ها و عدسی‌های اپتیکی دارد و پرکاربردترین کد در شبیه‌سازی عملکرد لیزرهای الکترون آزاد نوسانگر است. ساختار کلی لیزر نوسانگری که در این پژوهش مورد بررسی قرار می‌گیرد، به صورت طرح‌واره در شکل ۳ نشان داده شده است. این ساختار از یک نوسانگر اپتیکی از نوع هم‌مرکز متقارن تشکیل شده است که مغناطیس‌های میدان ویگلر در مرکز آن قرار گرفته است.

در این‌جا، این نکته شایان ذکر است که با توجه به فرض باریکه پیوسته الکترونی، استفاده از ساختار کاواک دو آینه‌ای نشان داده شده در این شکل ممکن نیست، زیرا پرتو لیزر بازتاب شده در جهت عکس باریکه الکترونی باعث اختلال در عملکرد آن



شکل ۴. توزیع فضایی (بالا) و سطح مقطع (چپ) موج اولیه در لحظه ورود به ویگلر.

می‌کنیم که با استفاده از آن می‌توان تقویت موج را به ازای مقادیر مختلف یک پارامتر به دست آورد و با هم مقایسه کرد. با انجام اسکن بر روی مقادیر مختلف طول موج مشاهده می‌کنیم که به ازای طول موج خاص  $\lambda_s = 0.0282 \text{ m}$  بیشترین بهره در انتهای طول انتخاب شده برای میدان ویگلر به دست می‌آید (شکل ۲).

در این طول موج به وضوح تقویت موج با نرخ بالایی قابل مشاهده است. با استفاده از مقادیر توان اولیه و نهایی، بهره لیزر در این مسافت برابر  $G = 0.0001$  به دست می‌آید. این میزان بهره مقدار بسیار ناچیزی است که به عنوان بهره کل لیزر به هیچ عنوان قابل توجه نیست. حتی اگر بخواهد از این بهره در ساختار نوسانگر نیز استفاده شود، این بهره مستلزم اتلافی کمتر از ۱٪ در یک دوره رفت و برگشت کاواک تشدید است که مقداری غیر عملی و ناممکن است.

می‌شود. بنابراین، در عمل باید از یک کاواک حلقوی استفاده شود. با وجود این، از یک سو به علت پیچیدگی شبیه‌سازی این ساختار جدید و از سوی دیگر با توجه به این‌که این تغییر شکل کاواک تنها مسافت راه نوری پیموده شده توسط پرتو را تغییر داده و تاثیری بر عملکرد لیزر نخواهد داشت، در اینجا از همین ساختار ساده شده برای شبیه‌سازی استفاده خواهیم کرد.

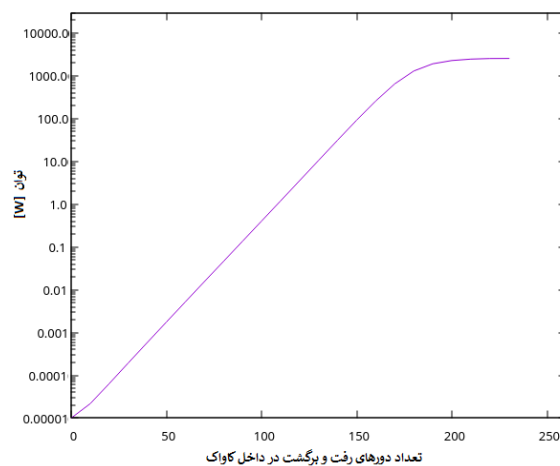
در این جا، به منظور ساده‌سازی محاسبات، از در نظر گرفتن اثرات مربوط به موجبر صرف‌نظر شده است. از آنجایی که موجبر بیشتر بر شکل مدهای تقویت شونده در لیزر اثرگذار است و تاثیری بر فرآیند کلی تقویت موج ندارد، انتظار می‌رود این ساده‌سازی تاثیری بر نتایج کلی تحقیق نداشته باشد. کمیت‌های مورد استفاده برای کاواک نوسانگر در جدول ۳ داده شده‌اند. به ازای پارامترهای در نظر گرفته شده، اتلاف کل در یک دور رفت و برگشت (اتلاف دور) کاواک تقریباً برابر  $17.3\%$  به دست می‌آید. بنابراین، بهره لیزر برای یک بار عبور از ویگلر باید مقداری بیشتر از این مقدار داشته باشد. بنابر تجربیات عملی گزارش شده در این زمینه، برای آن‌که ساختار نوسانگر بتواند به بهره خالص دست یابد، بهره لیزر در عمل باید حداقل ۳ برابر مقدار اتلاف‌های موجود در دور آستانه در نظر گرفته شود. با توجه به این، حداقل شدت جریان مورد نیاز که بتواند در ساختار نوسانگر داده شده بهره لیزری ایجاد کند برابر جریان ۱ آمپر به دست می‌آید. بنابراین در ادامه شبیه‌سازی، لیزر نوسانگر را با استفاده از پارامترهای داده شده در جدول‌های ۱ و ۲، به استثنای جریان که به ۱ آمپر تغییر پیدا کرده است، انجام خواهیم داد.

شایان ذکر است که این انتخاب به صورت اختیاری و متناسب با بقیه پارامترهای انتخاب شده است و مقداری قطعی و غیرقابل تغییر نیست. به عنوان مثال، با انتخاب طول ویگلر بیشتر می‌توان بهره لیزر را افزایش داده و متناظر با آن جریان مورد نیاز را کاهش داد.

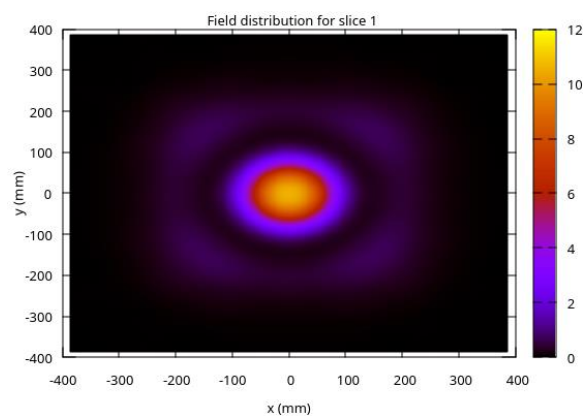
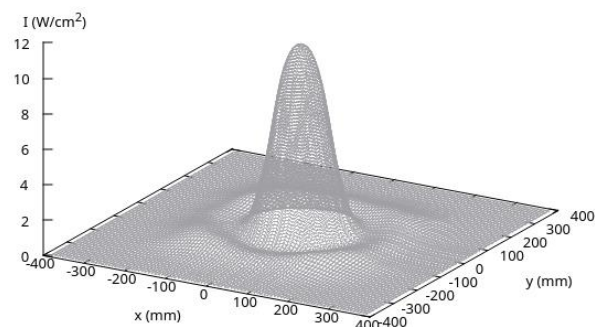
برای انجام شبیه‌سازی، غیر از پارامترهای داده شده در جداول ۱ تا ۳، شرایط اولیه میدان تابشی نیز باید مشخص باشد. در کد جنسیس میدان تابشی به صورت برهم‌نهی از مدهای گوس-هرمیت در نظر گرفته می‌شود. مقادیر پیش فرض در مورد

جدول ۳. مقادیر پارامترهای مورد استفاده در کاواک تشدید.

نوع تشدیدکننده	شعاع آینه‌ها [m]	طول کاواک [m]	ضریب بازتاب آینه‌ی اول	ضریب بازتاب آینه‌ی دوم
کروی هم-مرکز متقارن	۲/۵	۵	۹۰٪	۱۰۰٪



شکل ۵. تقویت موج بر حسب تعداد دورهای گذار از نوسانگر.



شکل ۶. توزیع فضایی (بالا) و سطح مقطع (پایین) موج روی آینه خروجی در زمان اشباع.

توان مطابق این نمودار تقریباً برابر ۱۰ kW خواهد بود که با توجه به خروجی ۱۰٪ از کاواک تشدید، توان خروجی لیزر حدود ۱ kW برآورد می‌شود.

همچنین، توزیع فضایی و سطح مقطع موج در زمان اشباع روی یکی از آینه‌های تشدید کننده در شکل ۶ نشان داده شده است. مطابق نمودارها، شدت تابش بر روی آینه‌های کاواک تشدید حدود  $12 \text{ W/cm}^2$  با سطح مقطعی دایروی به شعاع تقریبی ۱۰ سانتیمتر خواهد بود. این شدت نسبتاً کم باعث می‌شود خطر آسیب حرارتی به آینه‌ها در اثر تابش رفع شود. شکل موج نهایی هنوز تقریباً شکل گاوسی خود را حفظ کرده است.

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله به محاسبه و شبیه‌سازی عملکرد یک لیزر الکترون آزاد با عملکرد پیوسته بر اساس مشخصات شتاب‌دهنده داینامیترتون ۱ MeV سازمان انرژی اتمی پرداختیم. طبق مطالعه انجام شده، با شدت جریان گزارش شده فعلی این شتاب‌دهنده امکان تابش لیزری نخواهد داشت. با این حال، شبیه‌سازی انجام شده نشان می‌دهد که در صورت رساندن شدت جریان باریکه الکترونی به حداقل مقدار ۱ آمپر، از این شتاب‌دهنده می‌توان در ساختار لیزر الکترون آزادی با طول موج میلی‌متری و توانی از مرتبه کیلووات استفاده کرد. این محدوده طول موج و توان دارای جذابیت‌های کاربردی فراوانی در زمینه گرمایش پلاسما، طیف‌سنجی مولکولی، جداسازی ایزوتوپ، تحقیقات زیستی و رادار است که بر اهمیت توجه به گسترش پژوهش‌های عملی در این زمینه را می‌افزاید.

جدول ۴. پارامترهای میدان تابشی لی‌زر.

نوع باریکه	طول موج [m]	طول ریلی [m]	توان اولیه [w]	مُد
گاوسی	۰/۰۰۲۸۲	۰/۲۲	$10^{-5}$	TEM <sub>۰۰</sub>

باریکه تابشی در جدول ۴ داده شده‌اند. این مقادیر متناظر با یک باریکه گاوسی پیوسته با بیشترین تطابق با باریکه الکترونی است.

با توجه به این‌که تابش لیزری از تابش خودبه‌خودی اولیه الکترون‌ها شروع می‌شود، مقدار اولیه توان تابشی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$P_0 = \frac{\epsilon \sqrt{\pi} \rho^2 P_b}{N_p \ln \left( \frac{N_p}{\rho} \right)} \quad (7)$$

که در آن  $N_p = I\lambda / ce$  تعداد الکترون‌ها در یک طول موج تابشی و  $P_b = \gamma I m c^2 / e$  توان باریکه الکترونی است [۱۰]. البته باید توجه داشت که در ساختار نوسانگر، پارامترهای باریکه لیزری به صورت خودبه‌خود و متناسب با ساختار کاواک به کاررفته انتخاب و اعمال می‌شوند. از این رو، مقادیر ارائه شده در این جدول صرفاً برای آغاز محاسبات استفاده شده‌اند. توزیع فضایی شدت تابش اولیه در لحظه ورود به میدان ویگلر و همچنین بر روی آینه اول در شکل ۴ نشان داده شده است.

توان خروجی لیزر بعد از حدود ۲۳۰ دور رفت و برگشت در داخل کاواک تشدید به حالت اشباع رسیده و رشد میدان متوقف می‌گردد. توان لیزر بر حسب تعداد دورهای رفت و برگشت در داخل کاواک در نمودار شکل ۵ نشان داده شده است. حداکثر

#### ۸ مراجع

1. S Martellucci, "Free Electron Lasers", Plenum Press, New York (1983).
2. UCSB Free Electron Laser, (2025). Available from: <https://www.sharedinstrumentation.ucsb.edu/instruments/terahertz-facility/ucsb-free-electron-lasers?citationMarker=43dcd9a7-70db-4a1f-b0ae-981daa162054>
3. B C Lee, et al., *The second Asian particle accelerator conference*, Beijing, China (2001).
4. D J Larson and L R Elias, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **318** (1992) 472.
5. A Abramovich, et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **407** (1998) 16.

6. W H Urbanus, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **331** (1993) 235.
7. H P Freund, *Phys. Rev. Spec. Top, Accel. beams*, **8** (2005) 110701.
8. G Dattoli, A Renieri and A Torre, “*Lectures on the free electron laser theory and related topics*”, Singapore, World Scientific (1993).
9. J B Murphy and C Pellegrini, “*Introduction to the physics of the free electron laser*”, Berlin, Heidelberg, Springer (1988).
10. S Reiche, *PhD Thesis*, Hamburg University (1999).
11. *Physics-OPC*. (2025). Available from: <https://gitlab.utwente.nl/tnw/ap/lpno/public-projects/Physics-OPC>