



## شبیه‌سازی تولید پرتو ایکس ترمزی و فوتونوترون از طریق برهم‌کنش الکترون‌های تولید شده با لیزر با هدف‌های جامد

سعیده نجفی<sup>۱</sup>، لیدا نیک‌زاد\*<sup>۲</sup>، زعفر ریازی<sup>۳</sup>

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه آزاد تهران، واحد مرکزی، صندوق پستی: ۸۶۸۳۱-۱۴۶۷۶، تهران - ایران

۲. پژوهشکده‌ی لیزر و اپتیک، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۱۳۳۹-۱۴۱۵۵، تهران - ایران

۳. پژوهشکده‌ی فیزیک و شتابگرها، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۱۳۳۹-۱۴۱۵۵، تهران - ایران

**چکیده:** ابتدا با بمباران هدف‌های جامد به وسیله‌ی طیف‌های الکترون‌های تولید شده از برهم‌کنش لیزر-پلازما، تولید پرتو ایکس ترمزی با استفاده از کد MCNPX شبیه‌سازی شد. سپس شبیه‌سازی تولید نوترون از برهم‌کنش فوتون‌های پرتو ایکس با هدف جامد ثانویه به انجام رسید. هدف از انجام این کار ارزیابی پارامترهای مناسب چشمه‌ی الکترون و هدف برای تولید مؤثر فوتون و نوترون بود. بدین ترتیب امکان تعیین بهترین شرایط چشمه و هدف از جمله جنس و ضخامت بهینه‌ی هدف، طیف مناسب الکترون، و زاویه‌ی بهینه گسیل فوتون برای افزایش بازده تولید پرتو ایکس فراهم می‌آید. این کار به نوبه‌ی خود به بهبود تولید شار فوتونوترون برای کاربردهای مختلف از جمله پزشکی منجر می‌شود. یافته‌ها نشان داد که با افزایش انرژی بیشینه‌ی الکترون، ضخامت بهینه و بازده خروجی افزایش می‌یابد. هم‌چنین برای مواد با چگالی و عدد اتمی بزرگ‌تر، افزایش گسیل فوتون‌های ترمزی که در ضخامت‌های کوچک‌تر روی می‌دهد، منجر به تولید بیش‌تر شار نوترون می‌شود.

**کلیدواژه‌ها:** پرتو ایکس ترمزی، تولید فوتونوترون، الکترون‌های تولید شده با لیزر

## Simulation of Bremsstrahlung X-ray and photo-neutron generation via interaction of laser-produced electrons with solid targets

S. Najafi<sup>1</sup>, L. Nikzad\*<sup>2</sup>, Z. Riazi<sup>3</sup>

1. Department of Physics, Islamic Azad University, Central Branch, P.O.Box: 14676-86831, Tehran - Iran

2. Laser and Optics Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOL, P.O.Box: 14155-1339, Tehran - Iran

3. Physics and Accelerators School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOL, P.O.Box: 14155-1339, Tehran - Iran

**Abstract:** In this paper, first, with bombardment of solid targets via spectra of electrons produced from the laser-plasma interaction, the created Bremsstrahlung X-ray is simulated using MCNPX code. Then, by the interaction of the produced photons with a secondary solid target, a simulation for the neutron generation is studied. The purpose of this work is to evaluate appropriate parameters of electron source and target to create photons and neutrons, more efficiently. Therefore, we are able to estimate the best conditions for the source and target, for instance, the optimum selection of the target material and its thickness, proper electron spectrum, and the optimum angle of photon emission so as to increase the efficiency of X-ray generation. This results in improved production of photo-neutron flux to be used in various applications such as medical uses. The results show that by increasing the electron peak energy, the optimum thickness and output efficiency are enhanced. Furthermore, for materials with higher density and atomic number, the increment of Bremsstrahlung photon emission, which occurs at smaller thicknesses, results in greater generation of neutron flux.

**Keywords:** Bremsstrahlung X-rays, Photo-neutron generation, Laser-produced electrons

\*email: lida.nikzad@gmail.com

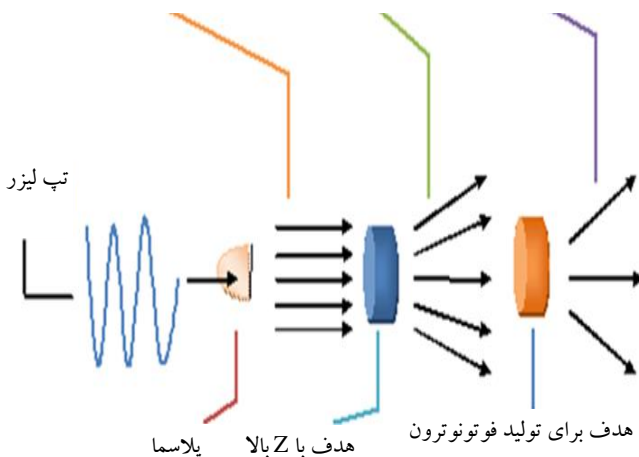
تاریخ دریافت مقاله: ۹۳/۲/۲۷ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۴/۵/۶



## ۱. مقدمه

فوتونوترون از برخورد طیف الکترون‌های تک‌انرژی تولید شده از برهم‌کنش لیزر-پلازما با هدف جامد در شکل ۱ نشان داده شده است. در طی این فرایند، فوتون جذب هسته‌ی هدف شده و منجر به «تولید» نوکلئون می‌شود [۱۹]. در عمل، با برخورد فوتون فرودی به هدف، انرژی فوتون به هسته‌ی هدف منتقل و باعث برانگیزش آن می‌شود. هسته به یک حالت گسسته با انرژی بالاتر می‌رود. این امر منجر به تغییر انرژی نوترون مرزی و پروتون داخل هسته شده و انرژی اضافی به صورت نوترون گسیل می‌شود. سه فرایند شناخته شده برای گسیل نوترون به دنبال واکنش فوتوهسته‌ای عبارت‌اند از واکنش تشدید درشت‌دوقطبی<sup>(۱)</sup>، واکنش شبه‌دوترون<sup>(۲)</sup> و واکنش آبشار درون‌هسته‌ای که از نوع واکنش‌های آستانه‌ای‌اند. برای گسیل نوترون، انرژی فوتون باید دست کم با انرژی بستگی نوکلئون برابر باشد. اگر چه انرژی بستگی نوکلئون بستگی به نوع هسته دارد، مقدار انرژی آستانه معمولاً زیاد است. بیش‌ترین احتمال وقوع واکنش تشدید درشت‌دوقطبی برای فوتون‌های با انرژی کم‌تر از ۳۵ مگاالکترون‌ولت، واکنش شبه‌دوترون در بازه‌ی انرژی ۵۰ تا ۱۴۰ مگاالکترون‌ولت، و واکنش آبشار درون‌هسته‌ای در ورای انرژی ۱۴۰ مگاالکترون‌ولت وجود دارد [۲۰]. احتمال وقوع واپاشی در انرژی‌های بالای ۱۰ مگاالکترون‌ولت بیش‌تر است. لازم به ذکر است که در واکنش‌های فوتونوکلئون گسیل نوترون محتمل‌تر از پروتون است.

فوتونوترون پرتو ایکس ترمزی الکترون‌های با انرژی مگاالکترون‌ولت



شکل ۱. طرح‌واره‌ای از تولید فوتونوترون از طریق تابش ترمزی حاصل از طیف الکترون‌های تولید شده با لیزر.

در سال‌های اخیر از برخورد تپ‌های لیزر پرتوان با پلازما برای تولید ذرات از جمله الکترون استفاده شده است. با انتخاب پارامترهای مناسب لیزر و پلازما تولید الکترون‌های نسبتی شبه‌تک‌انرژی نیز میسر شده است [۱، ۲]. با استفاده از شتاب‌دهنده‌های لیزری می‌توان فوتون و ذرات هسته‌ای نظیر پروتون، پوزیترون و نوترون با انرژی در حد مگاالکترون‌ولت تولید کرد [۳، ۴، ۵، ۶]. این ذرات کاربردهای گسترده‌ای در زمینه‌های مختلف از جمله علوم پزشکی، زیست‌شناسی، مواد، و فیزیک انرژی-بالا دارند [۷، ۸، ۹، ۱۰، ۱۱]. در شتاب‌دهنده‌های متعارف، میدان‌های شتاب‌دهنده محدود به چند  $MV m^{-1}$  هستند. بنابراین، تولید طیف‌های الکترون انرژی-بالا معمولاً نیازمند شتاب‌دهنده‌های بزرگ و گران‌قیمت است [۱۲]. شتاب‌دهنده‌های لیزر-پلاسمایی به عنوان نسل بعدی شتاب‌دهنده‌های کم‌حجم مطرح شده‌اند، و این امر به دلیل قابلیت تحمل میدان‌های الکتریکی بسیار بزرگ (بزرگ‌تر از  $100 \text{ GV m}^{-1}$ ) به وسیله‌ی آن‌ها است [۱۳]. برای بیش‌تر کاربردها، به طیف‌های الکترون با کیفیت بالا و توزیع تک‌انرژی نیاز است. طیفی از الکترون‌ها که فاقد این شرایط باشد به سختی قابل استفاده است، زیرا انتقال و کانونی کردن آن دشوار خواهد بود. اخیراً، مراکز نظیر گروه‌های پژوهشی کالج سلطنتی لندن، آزمایشگاه ملی برکلی لارنس (LBNL) و آزمایشگاه اپتیک کاربردی فرانسه (LOA)، به طور مستقل به تولید طیف‌های شبه‌تک‌انرژی الکترون انرژی-بالا پرداخته‌اند؛ آن‌ها این کار را مستقیماً با متمرکز کردن یک لیزر تپی بر روی پلاسمای همگن، یا بر روی یک کانال پلازما انجام داده‌اند [۱۴، ۱۵، ۱۶].

هنگامی که الکترون‌های انرژی-بالا با هدف جامد با Z بالا برخورد می‌کنند، فوتون‌های پرتو ایکس با طیف مشخصه‌ی گسسته (انرژی در حد keV) و پیوسته‌ی تابش ترمزی (با حداکثر انرژی برابر با انرژی الکترون فرودی) تولید می‌شوند [۱۷]. این مطالعه بر روی تابش ترمزی انرژی-بالا متمرکز بوده است. نشان داده شد که شدت تابش ترمزی به طیف الکترون، جنس و ضخامت هدف و زاویه‌ی پراکنندگی بستگی دارد [۱۸].

فوتون‌های تابش ترمزی از طریق واکنش‌های فوتوهسته‌ای با هسته‌های هدف ثانویه، تابش هسته‌ای تولید می‌کنند. طرح تولید

**۲. روش کار**

برای شبیه‌سازی تولید تابش ترمزی، از طیف‌های تجربی الکترون‌های شبه تک‌انرژی تولید شده از برهم‌کنش لیزر-پلازما استفاده شد. برای تولید چشمه‌های فوتون‌ترن، طیف‌های الکترون‌های با انرژی بالای ۱۰ مگاالکترون‌ولت انتخاب شدند. در جدول ۱ مشخصه‌های لیزر و پلازما مولد طیف‌های الکترون استفاده شده در شبیه‌سازی‌ها و شعاع هدف‌های استفاده شده برای تولید تابش ترمزی ثبت شده‌اند. لازم به ذکر است که شعاع هدف‌ها متناسب با ابعاد چشمه‌ی الکترون انتخاب شده‌اند. برای شبیه‌سازی، کد مونت کارلو MCNPX که از تقریب بورن برای نمونه‌برداری فوتون‌های تابش ترمزی استفاده می‌کند، به کار گرفته شد [۲۴]. مشخصه‌های چشمه و هدف به عنوان ورودی به کد داده شد و تعداد کل فوتون‌های تولید شده به عنوان خروجی کد به دست آمد. داده‌های هر طیف تجربی الکترون به کمک نرم‌افزار digxy استخراج و وارد کد شدند. مشخصه‌های سه هدف جامد مورد بررسی در جدول ۲ ثبت شده‌اند. هدف‌ها به شکل استوانه‌های حجمی توپر به ضخامت (ارتفاع استوانه‌ی) ۱۰۰ تا ۳۰۰۰ میکرومتر در نظر گرفته شدند و ضخامت بهینه برای هر طیف الکترون و هر ماده به دست آمد. بعد از به دست آوردن ضخامت و جنس بهینه‌ی هدف، توزیع زاویه‌ای پراکندگی تابش ترمزی و در نهایت تولید فوتون‌ترن شبیه‌سازی شد.

**۳. نتایج****۳.۱. طیف بهینه‌ی تابش ترمزی**

برای مقایسه طیف‌ها و یافتن ضخامت بهینه از پارامتری به نام کسر مؤثر تعریف شده به قرار زیر استفاده شد

$$(۱) \quad \text{کسر مؤثر} = \frac{\text{تعداد فوتون‌های با انرژی بزرگ‌تر از } E_0}{\text{تعداد کل فوتون‌ها}}$$

که در آن  $E_0$ ، انرژی آستانه‌ی فوتون‌ها برای القای فرایند فوتون‌ترن است. انرژی‌های آستانه برای القای فرایند فوتون‌ترن در هدف‌های تنگستن، سرب و تانتالیم در جدول ۳ درج شده‌اند.

**جدول ۱. مشخصه‌های لیزر، پلازما، طیف تجربی الکترون و شعاع هدف**

مرجع	شعاع هدف (μm)	انرژی قله‌ی طیف الکترون (MeV)	چگالی پلازما (cm <sup>-3</sup> )	توان لیزر (TW)
[۲۱]	۸	۱۱	۱×۱۰ <sup>۱۹</sup>	۱۰
[۲]	۱۸	۴۰	۱۴×۱۰ <sup>۱۹</sup>	۱۶.۶
[۲۲]	۴	۵۵	۲×۱۰ <sup>۱۹</sup>	۵۰
[۲۳]	۷۲	۱۷۵	۶×۱۰ <sup>۱۸</sup>	۲۰

**جدول ۲. مشخصه‌های سه هدف استفاده شده در شبیه‌سازی‌ها**

چگالی (g cm <sup>-3</sup> )	عدد اتمی (Z)	ماده
۱۱.۳۴	۸۲	سرب (pb)
۱۹.۳	۷۴	تنگستن (w)
۱۶.۶	۷۳	تانتالیم (ta)

**جدول ۳. انرژی آستانه‌ی  $E_0$  فرایند فوتون‌ترن در هدف‌های تنگستن، سرب و تانتالیم**

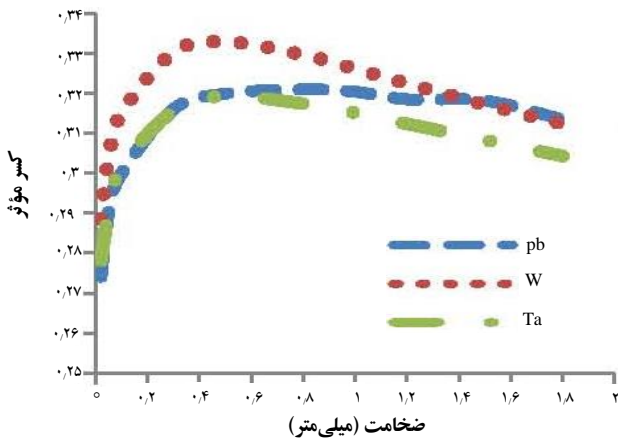
انرژی آستانه، $E_0$ (MeV)	فراوانی (%)	هدف
۷.۳۷	۵۲.۴۰	<sup>۲۰۸</sup> Pb
۷.۵۸	۹۹.۹۹	<sup>۱۸۱</sup> Ta
۷.۴۱	۳۰.۷۰	<sup>۱۸۴</sup> W

شکل ۲ رابطه‌ی بین کسر مؤثر متناظر با چهار طیف الکترون پیش‌گفته و ضخامت هدف تنگستن را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود طیف الکترون با انرژی قله‌ی بزرگ‌تر با کسر مؤثر بزرگ‌تر مطابقت می‌کند. در نتیجه با استفاده از الکترون‌های با انرژی بالاتر، تعداد فوتون‌های بیش‌تری با قابلیت تولید فوتون‌ترن تولید می‌شوند. افت انرژی تابشی الکترون‌ها در یکای طول مسیر به وسیله‌ی مدل توماس-فرمی بیان می‌شود [۲۵]

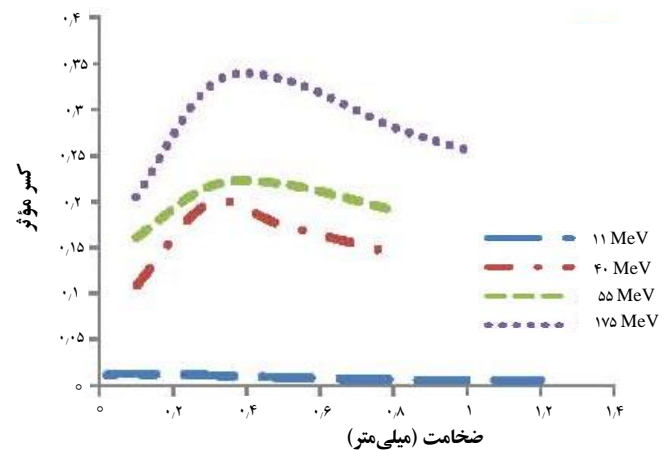
$$(۲) \quad \left(\frac{-dE}{dx}\right)_{\text{تابشی}} \approx 4\alpha r_e^2 NEZ' \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

که در آن  $E$  انرژی الکترون،  $N$  چگالی اتمی ماده‌ی موردگذار با عدد اتمی  $Z$ ،  $\alpha = e^2/\hbar c$  ثابت ساختار ریز و  $r_e$  شعاع کلاسیکی الکترون است.

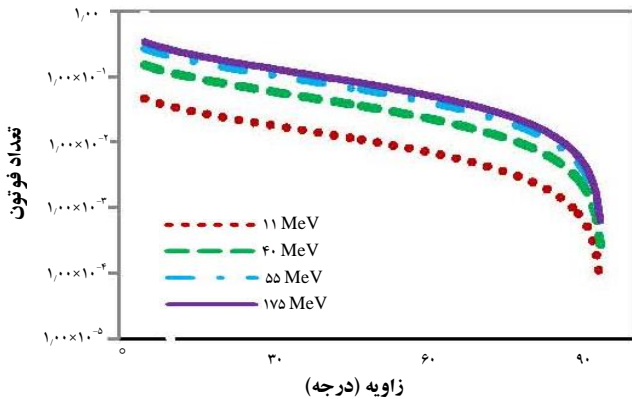
همان‌طور که از رابطه‌ی ۲ برمی‌آید، میزان گسیل تابش ترمزی با افت انرژی الکترون نسبت مستقیم دارد؛ این با یافته‌های ما هم‌سوئی دارد.



شکل ۳. تغییرات کسر مؤثر متناظر با طیف الکترون‌های با انرژی ۱۷۵ مگاالکترون ولت در مقابل ضخامت هدف برای هدف‌های سرب، تنگستن و تانتالیم.



شکل ۲. رابطه‌ی بین کسر مؤثر متناظر با طیف‌های الکترون‌های با انرژی‌های متفاوت و ضخامت هدف تنگستن.



شکل ۴. توزیع زاویه‌ای تابش ترمزی حاصل از طیف‌های مختلف الکترون در هدف تنگستن.

### ۳.۳ تولید فوتون‌ترون

برای تولید نوترون، فوتون‌های تابش ترمزی حاصل از چهار طیف الکترون و هدف تنگستن به هدف ثانویه با جنس‌های متفاوت تابانیده شدند. هدف دوم به مانند هدف اول استوانه‌ای توپر و به شعاع برابر با هدف اول و در فاصله‌ی ۰/۳ میلی‌متر از آن در نظر گرفته شد. نتیجه‌های شبیه‌سازی تولید نوترون از هدف‌های ثانویه سرب، تانتالیم و تنگستن به ضخامت ۲ میلی‌متر در شکل‌های ۵ تا ۸ نشان داده شده‌اند.

مقایسه‌ی چهار طیف الکترون استفاده شده برای تولید نوترون در هدف ثانویه‌ی تنگستن به ضخامت ۲ میلی‌متر نشان می‌دهد که هر قدر انرژی الکترون فرودی بیشتر باشد، شار نوترون تولید شده نیز بیشتر خواهد بود. همان‌طور که شکل‌های ۵ تا ۸ نشان می‌دهند میزان تولید نوترون با طیف الکترون‌های با

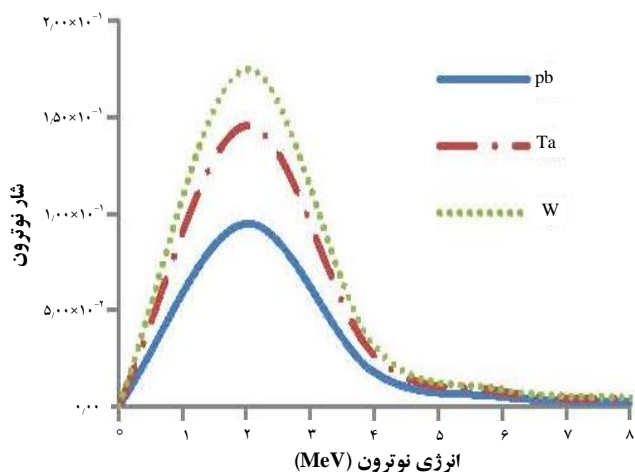
برای بررسی تأثیر جنس هدف در تولید تابش ترمزی، سه ماده‌ی سرب، تنگستن و تانتالیم مورد بررسی قرار گرفت. تغییرات کسر مؤثر متناظر با طیف الکترون‌های با انرژی ۱۷۵ مگاالکترون ولت بر حسب ضخامت، در شکل ۳ نشان داده شده است. همان‌گونه که مشاهده می‌شود، استفاده از تنگستن با NZ (حاصل ضرب چگالی در عدد اتمی) بزرگ‌تر، فوتون‌های با کسر مؤثر بزرگ‌تری را نسبت به دو ماده‌ی دیگر تولید می‌کند؛ این نتیجه با رابطه‌ی ۲ هم‌خوانی دارد.

### ۲.۳ توزیع زاویه‌ای تابش ترمزی

توزیع زاویه‌ای تابش ترمزی از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید

$$\theta \approx \frac{m_e c^2}{E_e} \quad (3)$$

که در آن  $m_e$  جرم الکترون،  $E_e$  انرژی الکترون،  $c$  سرعت نور و  $\theta$  زاویه‌ی گسیل فوتون نسبت به راستای باریکه‌ی فرودی الکترون است. بر اساس معادله‌ی ۳، برای الکترون‌های انرژی پایین، توزیع زاویه‌ای فوتون ترمزی در جهت عمودی پرتو فرودی، بیشینه است. هر قدر انرژی الکترون افزایش یابد، توزیع زاویه‌ای بیش‌تر به راستای پرتو فرودی نزدیک‌تر می‌شود. نتیجه‌های شبیه‌سازی تعداد فوتون‌های حاصل بر حسب زاویه‌ی  $\theta$ ، برای چهار طیف الکترون با استفاده از کد MCNPX در شکل ۴ نشان داده شده است، همان‌طور که ملاحظه می‌شود، بیش‌ترین میزان تولید فوتون تابش ترمزی در پیرامون راستای باریکه‌ی فرودی الکترون یعنی  $\theta = 0^\circ$  است. چنان‌چه انرژی الکترون فرودی افزایش یابد، پراکندگی کم‌تری مشاهده شده و در نتیجه فوتون‌ها متمرکزتر شده و در راستای الکترون فرودی قرار می‌گیرند.

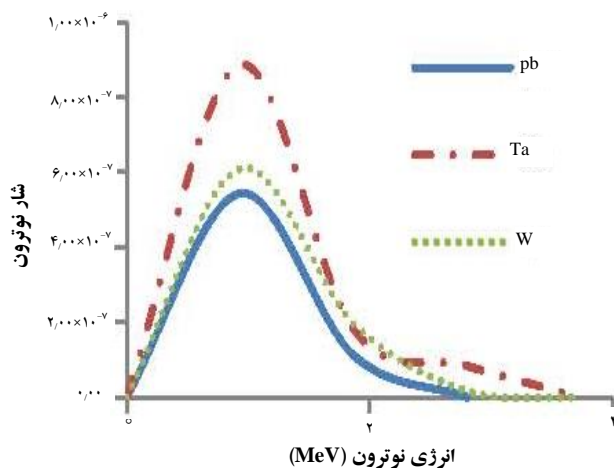


**شکل ۴.** شار نوترون تولیدی در هدف‌های ثانویه (سرب، تانتالیم و تنگستن) به ضخامت ۲ میلی‌متر و برای الکترون فرودی به انرژی ۱۷۵ مگاالکترون‌ولت.

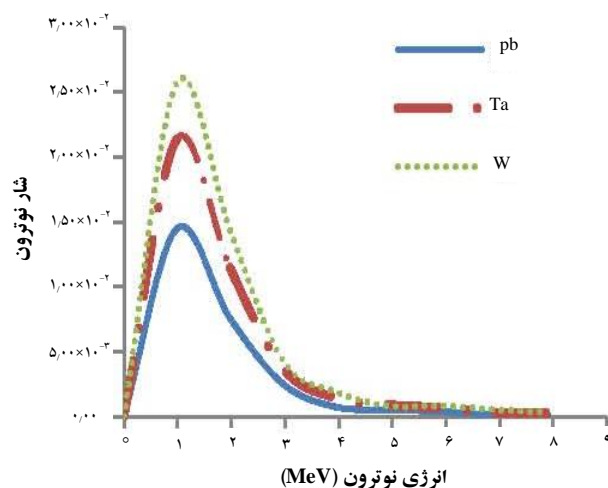
انرژی ۱۱ مگاالکترون‌ولت در حدود  $10^4$  تا  $10^6$  برابر کم‌تر از نوترون حاصل از سایر طیف‌های الکترون است. زیرا انرژی فوتون‌های تابش ترمزی متناظر با آن از انرژی آستانه‌ی لازم برای واکنش فوتون‌نوترون تنها کمی بزرگ‌تر است. هم‌چنین به دلیل این‌که در انرژی بالای ۱۵۰ مگاالکترون‌ولت هر سه واکنش تشدید درشت‌دوقطبی، شبه دوترون و آبشار درون‌هسته‌ای امکان‌پذیرند، مشاهده می‌شود که میزان تولید نوترون برای طیف الکترون با انرژی ۱۷۵ مگاالکترون‌ولت افزایش قابل‌توجهی یافته است.

#### ۴. بحث و نتیجه‌گیری

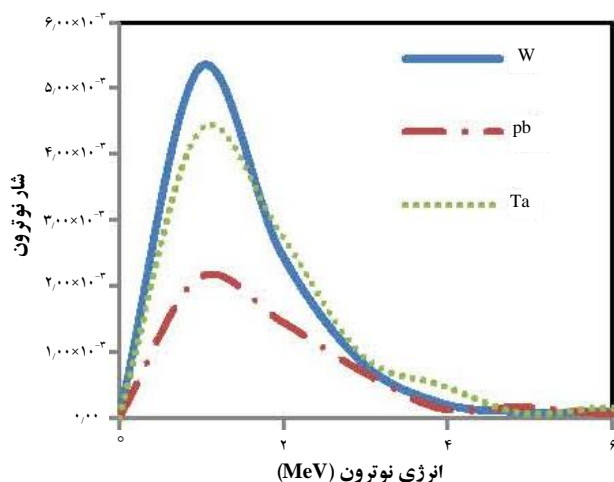
یافته‌های شبیه‌سازی‌ها نشان داد که طیف الکترون با انرژی قله‌ی بزرگ‌تر، فوتون‌ها و فوتون‌نوترون‌های بیش‌تری تولید می‌کند. نتیجه‌ها هم‌چنین نشان دادند که با افزایش انرژی الکترون و حاصل‌ضرب عدد اتمی در چگالی جرمی هدف، میزان گسیل تابش ترمزی افزایش می‌یابد، زیرا افت انرژی تابشی الکترون مستقیماً با این دو کمیت متناسب است. مقدار کسر مؤثر گسیل فوتون در یک ضخامت خاص به بیشینه مقدار خود می‌رسد. این ضخامت بهینه برابر کسری از برد میانگین الکترون در داخل هدف است که در آن تولید فوتون هنوز بیش‌تر از جذب فوتون در داخل خود هدف است [۲۶]. در ضخامت‌های بالاتر، پدیده‌ی جذب افزایش یافته و در نتیجه تولید فوتون و فوتون‌نوترون کاهش می‌یابد. وابستگی زاویه‌ای شدت فوتون‌ها به نحوی است که



**شکل ۵.** شار نوترون تولیدی در هدف‌های ثانویه (سرب، تانتالیم و تنگستن) به ضخامت ۲ میلی‌متر و برای الکترون فرودی به انرژی ۱۱ مگاالکترون‌ولت.



**شکل ۶.** شار نوترون تولیدی در هدف‌های ثانویه (سرب، تانتالیم و تنگستن) به ضخامت ۲ میلی‌متر و برای الکترون فرودی به انرژی ۵۵ مگاالکترون‌ولت.



**شکل ۷.** شار نوترون تولیدی در هدف‌های ثانویه (سرب، تانتالیم و تنگستن) به ضخامت ۲ میلی‌متر و برای الکترون فرودی به انرژی ۴۰ مگاالکترون‌ولت.



### مرجع‌ها

- [1] X. Wang, R. Zgadzaj, N. Fazel, Z. Li, S.A. Yi, Xi. Zhang, W. Henderson, Y.Y. Chang, R. Korzekwa, H.-E. Tsai, C.-H. Pai, H. Quevedo, G. Dyer, E. Gaul, M. Martinez, A.C. Bernstein, T. Borger, M. Spinks, M. Donovan, V. Khudik, G. Shvets, T. Ditmire, M.C. Downer, Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2GeV, *Nature Communications*, 4 (1988) (2013) 1-9.
- [2] R. Sadighi-Bonabi, H.A. Navid, P. Zobdeh, Observation of quasi mono-energetic electron bunches in the new ellipsoid cavity model, *Laser and Particle Beams*, 27 (2009) 223-231.
- [3] C. Courtois, R. Edwards, A. Compant La Fontaine, C. Aedy, S. Bazzoli, J.L. Bourgade, J. Gazave, J.M. Lagrange, O. Landoas, L. Le Dain, D. Mastrosimone, N. Pichoff, G. Pien, C. Stoeck, Characterization of a MeV Bremsstrahlung X-ray source produced from a high intensity laser for high areal density object radiography, *Phys. Plasmas*, 20 (2013) 083114.
- [4] K.M. Spohr, M. Shaw, W. Galster, K.W.D. Ledingham, L. Robson, J.M. Yang, P. McKenna, T. McCanny, J.J. Melone, K-U Amthor, F. Ewald, B. Liesfeld, H. Schworer, R. Sauerbrey, Study of photo-proton reactions driven by bremsstrahlung radiation of high-intensity laser generated electrons, *New Journal of Physics*, 10 (2008) 043037.
- [5] J. Fuchs, P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C.A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin, P. Audeber, Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase *Nature Phys*, 2 (2006) 48-54.
- [6] B.M. Hegelich, B.J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffett, H. Ruhl, J. Schreiber, R.K. Schulze, J.C. Fernández, Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams, *Nature*, 439 (2006) 441-444.
- [7] J. Galy, D.J. Hamilton, C. Normand, High-intensity lasers as radiation sources: An overview of laser-induced nuclear reactions and applications, *Eur. Phys. J. Special Topics*, 175 (2009) 147-152.

دارای یک بیشینه‌ی نسبتاً تیز در راستای فرود باریکه‌ی الکترون بوده و با افزایش زاویه به شدت کاهش یافته و افت قابل‌ملاحظه‌ای را در زاویه‌ی ۹۰ درجه نشان می‌دهد. هر قدر انرژی الکترون فرودی بیش‌تر باشد، پراکندگی کم‌تری اتفاق افتاده و فوتون‌ها بیش‌تر در راستای الکترون فرودی ( $\theta=0$ ) قرار می‌گیرند. بسته به انرژی طیف الکترون شبه تک‌انرژی مورد استفاده، فرایندهای مختلفی در گسیل نوترون از واکنش فوتوهسته‌ای شرکت می‌کنند. ملاحظه می‌شود که برای طیف الکترون با بالاترین انرژی یعنی ۱۷۵ مگاالکترون ولت، هر سه واکنش فوتوهسته‌ای در فرایند تولید نوترون سهم داشته و منجر به افزایش شار نوترون شده است.

### پی‌نوشت‌ها

1. Giant dipole resonance
2. Quasi deuteron



- [8] J. Alvarez, J. Fernández-Tobias, K. Mima, S. Nakai, S. Kar, Y. Kato, J.M. Perlado, Laser Driven Neutron Sources: Characteristics, Applications and Prospects, *Physics Procedia*, 60 (2014) 29-38.
- [9] C.L. Ellison, J. Fuchs, Optimizing laser-accelerated ion beams for a collimated neutron source, *Phys. Plasmas*, 17 (2010) 113105.
- [10] U. Masood, M. Bussmann, T.E. Cowan, W. Enghardt, L. Karsch, F. Kroll, U. Schramm, J. Pawelk, A compact solution for ion beam therapy with laser accelerated Protons, *Appl. Phys.*, B 117 (2014) 41-52.
- [11] T.E. Cowan, A.W. Hunt, T.W. Phillips, S.C. Wilks, M.D. Perry, C. Brown, W. Fountain, S. Hatchett, J. Johnson, M.H. Key, T. Parnell, D.M. Pennington, R.A. Snavely, Y. Takahashi, Photonuclear Fission from High Energy Electrons from Ultraintense Laser-Solid Interactions, *Phys. Rev. Lett.*, 84(5) (2000) 903-906.
- [12] T. Tajima, J.M. Dawson, Laser electron accelerator, *Phys. Rev. Lett.*, 43 (1979) 267-270.
- [13] A. Modena, Z. Najmudin, A.E. Dangor, C.E. Clayton, K.A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C.B. Darrow, C. Danson, D. Neely, F.N. Walsh, Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves, *Nature*, 337 (1995) 606-608.
- [14] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, V. Malka, A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams, *Nature*, 431 (2004) 541.
- [15] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime, *Appl. Phys.*, B 74 (2002) 355.
- [16] F.S. Tsung, Ritesh Narang, W.B. Mori, C. Joshi, R.A. Fonseca, L.O. Silva, Near GeV energy laser wakefield acceleration of self-injected electrons in a cm scale plasma channel, *Phys. Rev. Lett.*, 93 (18) (2004) 1383.
- [17] L. Nikzad, R. Sadighi-Bonabi, Z. Riazi, M. Mohammadi, F. Heydarian, Simulation of enhanced characteristic X rays from a 40-MeV electron beam laser accelerated in plasma, *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 15 (2012) 021301.
- [18] Xu Hai-Bo, Peng Xian-Ke, Chen Chao-Bin, Monte Carlo simulation for bremsstrahlung and photoneutron yields in high-energy X-ray radiography, *Chinese Phys.*, B 19 (2010) 062901.
- [19] G. Kim, V. Kovalchuk, Y.S. Lee, V. Skoy, M.H. Cho, I.S. Ko, W. Namkung, D.W. Lee, H.D. Kim, S.K. Ko, S.H. Park, D.S. Kim, T.I. Ro, Y.G. Min, Measurement of Photoneutron Spectrum at Pohang Neutron Facility, *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res.*, A 485 (2002) 458.
- [20] V.C. Petwal, C. Petwal, V.K. Senecha, K.V. Subbaiah, H.C. Soni, S. Kotaiah, Optimization studies of photo-neutron production in high-Z metallic targets using high energy electron beam for ADS and transmutation, *Pramana-Journal of Physics* 68(2) (2007) 235-241.
- [21] Eisuke Miura, Kazuyoshi Koyama, Susumu Kato, Naoaki Saito, Demonstration of quasi-monoenergetic electron-beam generation in laser-driven plasma acceleration, *Applied Physics Letters*, 86 (2005) 251501.
- [22] K. Krushelnick, Laser plasma acceleration of electrons: Towards the production of monoenergetic beams, *Physics of Plasmas*, 12 (2005) 056711.
- [23] V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, A. Lifschitz, Laser-plasma wakefield acceleration: concepts, tests and premises, *Proceedings of Epac (2006)*, Edinburgh, Scotland, 10-13.
- [24] J.F. Briesmeister, MCNP™-A General Monte Carlo N-Particle transport Code, (Version 4C, Los Alamos National Laboratory, LA-13709-M (2000).
- [25] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement (John Wiley & Sons, Inc., New York, 3rd ed (2000).
- [26] M.J. Berger, S.M. Seltzer, Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tungsten and Tantalum Targets, *Phys. Rev.*, C 2 (1970) 621.





