

# مطالعه تاثیر ویژگی های هدف بر افزایش تولید پرتو ایکس با استفاده از الکترون های حاصل از شتابدهنده لیزر-پلاسمایی به روش شبیه سازی

لیدا نیک زاد<sup>۱</sup>، علیرضا احتصامی سرابی<sup>۲</sup>

## چکیده:

از طریق بمباران هدف با الکترون های پراورزی تولید شده توسط شتابدهنده های لیزر-پلاسمایی، فوتون های ایکس تولید می شوند. در اینجا برهم کنش یک باریکه الکترونی با توزیع شبه تک انرژی ۴۰ مگا الکترون ولت با چندین هدف جامد تیغه ای شکل بررسی می شود. برای شبیه سازی تولید فوتون های ایکس از کد MCNP استفاده می شود. تاثیر پارامترهای ماده برای دستیابی به بیشترین جریان خروجی مورد ارزیابی قرار می گیرد. مشاهده می شود با افزایش چگالی و عدد اتمی و کاهش ضریب تضعیف ماده هدف، بازدهی تولید اشعه ایکس افزایش می یابد.

واژه های کلیدی: تولید اشعه ایکس، الکترون های لیزری، پارامترهای ماده هدف.

## ۱. مقدمه

با پیشرفت های اخیر در فن آوری ساخت لیزرهای فوق کوتاه پرشدت، توان تپ لیزر به مقدار تراوات و حتی پتاوات افزایش یافته است [۱]. در سال ۱۹۷۹ تاجیما و داوسون روش جدیدی را برای شتاب ذرات باردار با استفاده از برهمکنش لیزر-پلاسمای پیشنهاد کردند [۲]. موقعی که تپ لیزر فوق کوتاه پرشدت با پلاسمای برهمکنش می کند میدان الکتریکی شتابدار طولی توسط نیروی اثرگذار تولید می شود. این نیرو که با

گرادیان شدت لیزر متناسب است، الکترون های پلاسمای را به بیرون از مسیر پرتو لیزر پرتاب کرده و از یون ها جدا می کند. چنین میدان شتابدار طولی چندین مرتبه بیشتر از میدان الکتریکی تولید شده توسط شتابدهنده های فرکانس رادیویی متداول است و برای شتاب ذرات تا انرژی های نسبیتی مناسب می باشد. اخیراً، کارهای تئوری بر مبنای شبیه سازی سه بعدی ذره در جعبه Particle In Cell یا (PIC) وجود رژیم حباب مبنی بر به دام انداختن و شتاب الکترون های پلاسمای را نشان داده است [۳].

الکترون های حاصل از برهمکنش لیزر با پلاسمای دارای انرژی های چندین مگا الکترون ولت و حتی گیگا الکترون ولت هستند. این الکترون ها با توزیع شبه ماکسولی و اخیراً شبه تک انرژی در چندین آزمایشگاه

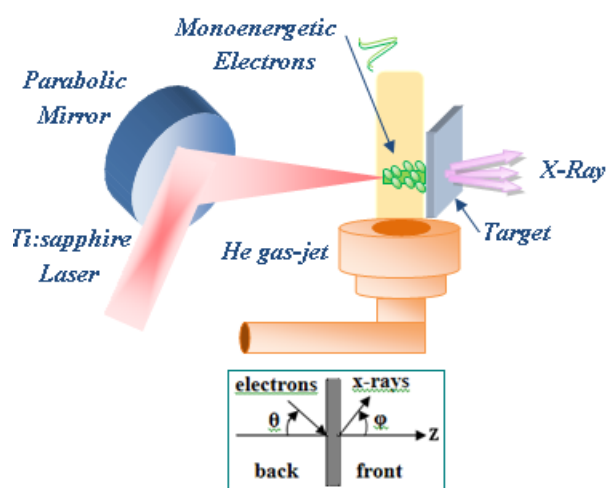
۱. پژوهشکده لیزر و اپتیک، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران  
l.nikzad@gmail.com  
۲. آموزشکده فنی و حرفه ای سما، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد سراب،  
a.ehtesami.sarabi@gmail.com  
سراب،

عوامل وابسته به هدف که بر افزایش بازدهی فوتون های ایکس حاصل از برخورد الکترون های شبه تک انرژی به اهداف جامد تاثیر دارند، نظیر ضخامت، چگالی و عدد اتمی ماده مورد مطالعه قرار می گیرند.

## ۲. روش کار

### ۲-۱. طرح مورد نیاز در شبیه سازی

نمایشی از چینش مورد نیاز برای شبیه سازی تولید فوتون از برخورد باریکه الکترونی شبه تک انرژی حاصل از برهمکنش لیزر-پلازما به هدف ثانویه در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱. طرح واره برای نمایش تولید پرتو ایکس با استفاده از برخورد الکترون های لیزری به هدف ثانویه؛ زوایای ورودی و خروجی و فضای جلو و پشت هدف در شکل الحاقی پائین نمایش داده شده اند.

ابتدا با کانونی شدن تپ های سامانه لیزر تیتانیوم-سفایر با توان ۲۰ تراوات، آهنگ تکرار ۱۰ هرتز و پهنای تپ ۳۰ فمتوثانیه بر هدف اولیه نازل یا فواره گازی (gas-jet)، پلازما تولید می شود. سپس در اثر برهمکنش لیزر-پلازما، الکترون های پلازما شتاب داده شده و به هدف های جامد تیغه ای شکل برخورد می کنند که منجر به تولید اشعه ایکس (مشخصه و ترمزی) می شود؛ در اینجا مرحله آخر مورد مطالعه قرار می گیرد.

به دست آمده اند [۴ - ۱۴]. سرعت این الکترون های پرتو انرژی می تواند به واسطه برهمکنش با الکترون های اتمی مواد کاهش یافته و در نهایت منجر به تولید فوتون شود. به علت انرژی زیاد پرتو الکترونی، الکترون های قویا مقید به هسته کننده می شوند. اگر الکترون های پوسسته داخلی اتم کننده شوند، الکترون های اتمی که در ترازهای انرژی بالاتری قرار دارند با گسیل تابشی به حالت های خالی پایین تر گذار می کنند. به علت اینکه اختلاف انرژی میان ترازهای داخلی اتم های هدف مقدار بزرگی است، تابش گسیل شده در ناحیه پرتو ایکس قرار می گیرد. سهم بالایی از انرژی جنبشی الکترون ها در برخورد به هدف به گرما تبدیل می شود و فقط درصد کمی از انرژی برخوردی به صورت اشعه ایکس ظاهر می شود.

اخیرا الکترون های شبه تک انرژی تولید شده توسط میدان دنباله دار لیزر برای انجام واکنش های فوتوهسته ای و فوتوشکافت با استفاده از فوتون های پرتو انرژی ترمزی مورد استفاده قرار گرفته اند [۱۵ و ۱۶]. با توجه به کاربردهای فراوانی که اشعه ایکس در علوم مختلف مانند فیزیک، شیمی، علم مواد و پزشکی پیدا کرده است [۱۷ الی ۲۰]، بررسی عوامل موثر چشمه و هدف در افزایش بازدهی اشعه ایکس نظیر پارامترهای منبع الکترونی و همچنین تاثیر شکل و جنس و ابعاد هدف از اهمیت ویژه ای برخوردار است.

برخلاف مقالات بسیاری که به تولید اشعه ایکس ناشی از برخورد مستقیم لیزر به هدف گازی یا جامد پرداخته اند [۲۱ - ۲۶]، هدف این مقاله ایجاد فوتون از برهمکنش الکترون های پرتو انرژی حاصل از برهمکنش لیزر-پلازما با اهداف جامد ثانویه می باشد. در مطالعات قبلی، تاثیر پارامترهای چشمه های الکترونی نظیر مقایسه توزیع ماکسولی و شبه تک انرژی، همچنین تاثیر مقادیر مختلف پیک انرژی و پهنای تپ طیف های شبه تک انرژی در افزایش بازدهی تولید فوتون های ایکس بررسی شده اند [۲۷ و ۲۸]. در اینجا، برخی از

برخی از مشخصات مورد نیاز اهداف مورد بررسی شامل مولیبدن، نقره، کادمیم، تانتالیم، تنگستن، طلا و سرب، نظیر چگالی و عدد اتمی،  $Z$ ، در جدول ۱ ذکر شده اند.

چشمه مورد استفاده در این تحقیق، باریکه الکترونی شبه تک انرژی تجربی با پیک انرژی ۴۰ مگا الکترون ولت و پهنای تپ تقریبی ۶/۵ مگا الکترون ولت است که توسط گروه ما در کشور چین به دست آمده است [۲۹].

جدول ۱: برخی از مشخصات مربوط به اهداف مورد استفاده شامل عدد اتمی، چگالی های جرمی و اتمی، جرم اتمی، ضخامت بهینه، بیشترین جریان خروجی فوتون و  $NZ(Z+2)$ .

ماده هدف	عدد اتمی $Z$	چگالی جرمی $\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	جرم اتمی $A$	چگالی اتمی $N=\rho N_A/A$ ( $\times 10^{21}$ )	ضخامت بهینه ( $\mu\text{m}$ ) $d_{opt}$	بیشترین جریان کل خروجی $F_{max}$ (at $k\alpha$ ) at $d_{opt}$	$NZ(Z+2)$ ( $\times 10^{21}$ )
مولیبدن (Mo)	۴۲	۱۰/۲۸	۵۹/۹۴	۶۴/۵	۲۰۰۰	۰/۰۲۲	۱۱۹۱۹۶
نقره (Ag)	۴۷	۱۰/۴۹	۱۰۷/۸۷	۵۸/۵۴	۲۲۵۰	۰/۰۲۴۴۶۳	۱۳۴۸۱۷/۶
کادمیم (Cd)	۴۸	۸/۶۵	۱۱۲/۴۱۱	۴۶/۳۲	۲۵۰۰	۰/۰۲۰۲۰۳	۱۱۱۱۶۸
تانتالیم (Ta)	۷۳	۱۶/۶۹	۱۸۰/۹۵	۵۵/۵۳	۱۷۵۰	۰/۰۳۶۵۲۱	۳۰۴۰۲۶/۸
تنگستن (W)	۷۴	۱۹/۲۵	۱۸۳/۸۴	۶۳/۰۴	۱۷۵۰	۰/۰۳۸۴۶۵	۳۵۴۵۳۷
طلا (Au)	۷۹	۱۹/۳	۱۹۶/۹۵	۵۸/۹۸	۱۷۵۰	۰/۰۴۴۱۹۶	۳۷۷۴۱۳
سرب (Pb)	۸۲	۱۱/۳۴	۲۰۷/۲	۳۲/۹۵	۲۰۰۰	۰/۰۴۱۰۲۸	۲۲۶۹۵۹/۶

## ۲-۲. روابط حاکم بر اتلاف انرژی الکترون

در برهمکنش الکترون با ماده، اتلاف انرژی،  $dE$ ، بر طول ماده،  $dx$ ، توسط توان توقف خطی (با واحد  $MeV\ cm^{-1}$ ) بیان می شود:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} \quad (1)$$

هر چه توان توقف بیشتر باشد، ذره در برد کوتاهتری از ماده نفوذ می کند. ذرات باردار سبک از جمله الکترون ها می توانند مشابه ذرات باردار سنگین اتم ها را تحریک و یونیزه کنند. علاوه بر آن، الکترون ها می توانند توسط تابش ترمزی نیز انرژی گسیل کنند. توان توقف الکترون های سریع به واسطه یونیزاسیون و تحریک (توان توقف برخوردی) بر اساس فرمول *Bethe* بیان می شود [۳۰]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_0 v^2} \left( \ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right) \quad (2)$$

در این عبارت،  $N$  و  $Z$  به ترتیب تعداد اتم ها بر واحد حجم و عدد اتمی هدف را نشان می دهند،  $e$ ،  $m_0$  و  $v$  به ترتیب بار، جرم سکون و سرعت الکترون هستند،  $\beta=v/c$  و  $c$  سرعت نور می باشد. پارامتر  $I$  پتانسیل میانگین تحریک و یونیزاسیون هدف را نشان می دهد که معمولا برای هر عنصر به طور تجربی تعیین می شود. محاسبه مقدار  $I$  برای ذرات بتا و برای  $Z > 13$  می تواند از عبارت تقریبی زیر به دست آید [۳۱]:

به این ترتیب ملاحظه می شود که توان توقف کل یا اتلاف انرژی الکترون ها در برهمکنش با هدف، که تولید فوتون های ایکس را به دنبال خواهد داشت، وابسته به پارامترهای باریکه الکترون و ماده هدف می باشد. در این مقاله، چندین ماده هدف گوناگون توسط یک طیف الکترونی معین بمباران شده اند، تا وابستگی میزان فوتون خروجی به خصوصیات ماده ارزیابی گردد.

### ۲-۳. کد محاسباتی MCNP

در این کار برای انجام شبیه سازی ها از کد *MCNP4C* که بر اساس روش مونت کارلو کار می کند، استفاده شده است [۳۳]. این کد به عنوان یکی از قویترین کدهای محاسباتی، برای محاسبات ترابرد ذرات مورد استفاده قرار می گیرد. برای به کارگیری این کد اطلاعات یک مسئله با ساختار مشخص به عنوان ورودی به کد داده می شوند که شامل مشخصات چشمه (نوع ذره، نحوه توزیع انرژی و ابعاد)، مشخصات هدف (جنس، هندسه و ابعاد)، موقعیت چشمه نسبت به هدف (زاویه فرودی و فاصله) می باشند؛ همچنین پارامترهای خروجی، شامل نوع ذره، انتخاب خروجی مناسب (مانند جریان یا شار سطحی) در محدوده انرژی تحت بررسی، به همراه انتخاب جهت خروجی (توزیع زاویه ای) باید برای کد تعریف شوند.

در این تحقیق، به منظور آن که بررسی توزیع زاویه ای فوتون های خروجی توسط این کد امکان پذیر باشد، جریان سطحی به عنوان خروجی انتخاب می شود. در اینجا، جریان های سطحی فوتون که از سطوح جلویی و عقبی هدف (عمود بر جهت Z) خارج می شوند، به عنوان جریان کل، مورد بررسی قرار می گیرند. سپس نتایج به دست آمده در انرژی های پیک مشخصه  $k_{\alpha}$  مواد، در ضخامت های متفاوت مقایسه می شوند.

$$I \sim 52.8 + 8.71 Z eV \quad (۳)$$

توان توقف تابشی عبارت است از:

(۴)

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right).$$

که انرژی جرم سکون الکترون با  $m_0c^2 = 0.511MeV$  بیان می شود. همانطور که ملاحظه می شود به علت وجود فاکتورهای  $N$ ،  $Z^2$  و  $E$  در صورت کسر معادله ۴، اهمیت اتلاف انرژی تابشی در هدف های با عدد اتمی و چگالی اتمی بالا و برای الکترون های پرنرژی تر افزایش می یابد.

توان توقف کل الکترون ها از مجموع "توان توقف برخوردی" و "توان توقف تابشی" به دست می آید:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (۵)$$

در حد انرژی نسبیتی الکترون ها، نسبت توان توقف تابشی به برخوردی برای باریکه الکترونی با انرژی کل  $E$  (برحسب مگا الکترون ولت)، و عنصری با عدد اتمی  $Z$  عبارت است از [۳۲]:

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{coll}} = \frac{ZE}{F} \quad (۶)$$

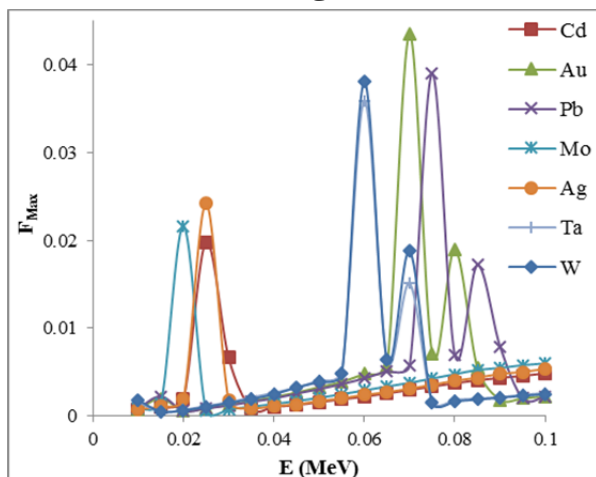
مقدار  $F$  برای عناصر سبک تر ۷۰۰ و برای مواد با عدد اتمی بزرگتر ۸۰۰ می باشد. با استفاده از معادله ۶، معادله ۵ می شود:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} \left[1 + \frac{ZE (MeV)}{F}\right] \quad (۷)$$

### ۳. بحث و بررسی نتایج

می‌توان چنین گفت که برای هر طیف الکترونی معین، در ضخامت بهینه هر ماده، اثرات مولد تولید فوتون بر اثرات مخرب (نظیر پدیده بازجذبی فوتون) غلبه می‌کنند. مقادیر ضخامت بهینه و بیشترین جریان کل برای نمونه‌های مورد نظر به ترتیب در ستون‌های ششم و هفتم جدول ۱ نمایش داده شده‌اند.

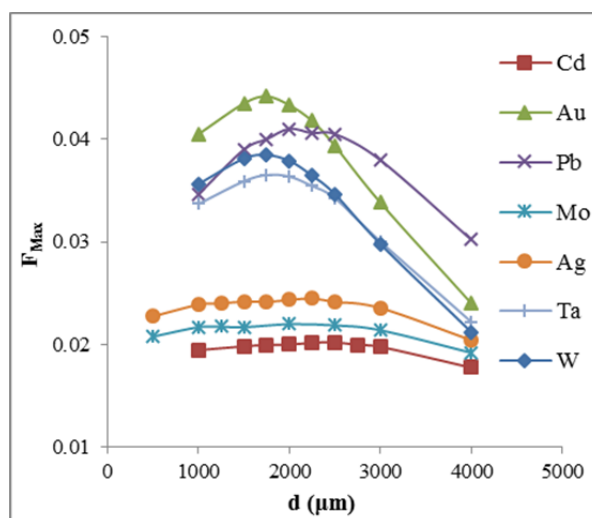
نمودارهای جریان کل فوتونی تولید شده، بر حسب انرژی فوتون،  $E$ ، برای اهداف موردنظر با ضخامت ۱۵۰۰ میکرون در شکل ۳ نشان داده شده‌اند. واضح است که نتایج حاصل از شبیه‌سازی برای انرژی‌های پیک مشخصه  $k_{\alpha}$  برای هدف‌های مذکور با مقادیر تجربی گزارش شده موافقت دارند [۳۴ و ۳۵]. همانطور که مشاهده می‌شود، پیک مشخصه  $k_{\alpha}$  برای هدف با عدد اتمی بزرگ‌تر به سمت انرژی بیشتر حرکت می‌کند. پیک‌های مشخصه بعدی که با  $k_{\beta}$  نشان داده می‌شوند، مربوط به سری L می‌باشند.



شکل ۳: بیشترین جریان‌های کل اشعه ایکس تولید شده بر حسب انرژی، حاصل از نمونه‌ها با ضخامت یکسان ۱۵۰۰ میکرون.

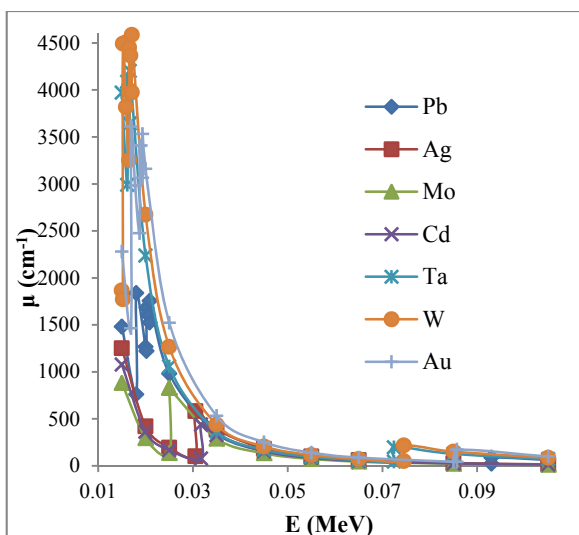
از معادلات ۲ و ۴ می‌توان دریافت که روابط اتلاف انرژی برخوردی و ترمزی به ترتیب با  $NZ$  و  $NZ(Z+1)$  متناسب می‌باشند. به این ترتیب می‌توان

از برخورد باریکه الکترونی شبه تک انرژی شکل ۲ با هدف‌های مولیبدن، نقره، کادمیم، تانتالیم، تنگستن، طلا و سرب (مذکور در جدول ۱) در ضخامت‌های گوناگون،  $d$ ، مقادیر پرتو‌های ایکس مشخصه و ترمزی ایجاد شده توسط کد MCNP4C شبیه‌سازی می‌شوند. از نمودار جریان کل فوتون بر حسب انرژی (در محدوده ۱۰ تا ۱۰۰ کیلو الکترون ولت) برای هر ماده با ضخامت مشخص، می‌توان مقدار ماکزیمم جریان کل در انرژی پیک مشخصه،  $F_{Max}$ ، در آن ضخامت را به دست آورد. بر این اساس، نمودارهای ماکزیمم جریان کل، به صورت تابعی از ضخامت برای هدف‌های مذکور در شکل ۲ ارائه شده‌اند. همانطور که مشاهده می‌شود،  $F_{Max}$  تولید شده توسط هر ماده، با افزایش ضخامت تا مقدار مشخصی به نام ضخامت بهینه،  $d_{opt}$ ، رو به افزایش بوده و برای ضخامت‌های بیشتر از آن، بازدهی و در نتیجه جریان فوتونی کاهش می‌یابد.



شکل ۲: نمودارهای ماکزیمم جریان‌های کل فوتون تولید شده (از سطوح جلویی و عقبی هدف) بر حسب ضخامت برای هدف‌های مولیبدن، نقره، کادمیم، تانتالیم، تنگستن، طلا و سرب.

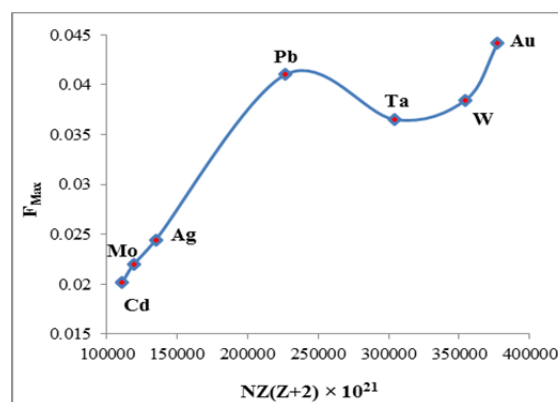
شود. در برهمکنش الکترون ها با هدف، برای ماده سنگین تر با چگالی و عدد اتمی بزرگ تر، به علت افزایش تعداد اتم ها و ازدیاد تعداد الکترون ها و پروتون ها، احتمال برخورد و برهمکنش الکترون ها با اتم های هدف بیشتر شده و در نتیجه تولید جریان فوتونی افزایش می یابد. از طرف دیگر در برهمکنش فوتون ها با ماده (نظیر پدیده فوتوالکتریک و اثر کامپتون) ممکن است فوتون های تولید شده در حین عبور از ماده هدف جذب یا پراکنده شوند و بازدهی کاهش یابد. بر طبق قانون لمبرت-بیر، هنگامی که فوتون های ایکس با شدت اولیه  $I_0$  از ماده ای به طول  $x$  عبور می کنند، شدت فوتون های عبور کرده از مسیر  $x$  از رابطه  $I = I_0 e^{-\mu x}$  به دست می آید، که  $\mu$  ضریب تضعیف خطی ماده بر حسب عکس واحد طول می باشد. در واقع،  $\mu$  احتمال جذب یا پراکندگی فوتون های ایجاد شده در واحد طول ماده هدف را توصیف می کند. با استفاده از مقادیر  $\mu$  عناصر در انرژی های مختلف فوتون [۳۶]، نمودارهای ضریب تضعیف خطی بر حسب انرژی (شامل پیک های  $k\alpha$  هدف های مورد نظر) در شکل ۵ رسم شده اند.



شکل ۵: نمودارهای ضریب تضعیف خطی بر حسب انرژی فوتون شامل مقادیر  $k\alpha$  برای عناصر بکار رفته.

نتیجه گرفت که بر اساس معادله ۵ توان توقف کل متناسب با مجموع آن ها یعنی  $NZ(Z+2)$  می باشد. در اینجا چگالی اتمی  $N$  از رابطه  $N = \rho N_A / A$  به دست آمده است که  $A$  عدد جرمی می باشد (ستون چهارم جدول ۱) و عدد آووگادرو برابر است با  $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$ . نمودار مقادیر ماکزیمم جریان کل خروجی بر حسب عامل وابسته به هدف موجود در توان توقف کل،  $NZ(Z+2)$  یا  $Z(Z+2)$  (۲) برای عناصر موردنظر، در شکل ۴ نمایش داده شده است.

بر طبق شکل های ۳ و ۴ (به ترتیب براساس شبیه سازی و محاسبه توان توقف کل)، در بین مواد تحت بررسی، بیشترین و کمترین مقادیر  $F_{Max}$  به ترتیب مربوط به نمونه های طلا و کادمیم، با بزرگترین و کوچکترین مقادیر  $NZ(Z+2)$  می باشند (به ستون هشتم جدول ۱ رجوع کنید).



شکل ۴: نمودار مقادیر ماکزیمم جریان کل بر حسب  $NZ(Z+2)$ ، برای هدف ها.

اگر چه انتظار می رود که عناصر با مقادیر بیشتر عدد اتمی و چگالی اتمی، جریان خروجی بیشتری تولید کنند، اما همان طور که در شکل ۴ مشاهده می شود، سرب از این قاعده پیروی نمی کند. برای توضیح این استثناء، باید توجه داشت که در بررسی عوامل موثر در تقویت و تضعیف فوتون، علاوه بر برهمکنش الکترون-ماده، بایستی برهمکنش فوتون-ماده نیز در نظر گرفته

کد  $MCNP4C$  شبیه سازی شده است. در این بررسی، نقش پارامترهای ماده هدف برای یافتن بیشترین بازدهی، مورد ارزیابی قرار گرفته است. از نتایج شبیه سازی ها چنین نتیجه گرفته شده که با افزایش کمیت  $NZ(Z+2)$  در توان توقف کل، بازدهی تولید اشعه ایکس در انرژی پیک مشخصه  $k_{\alpha}$  افزایش می یابد؛ ولی در بین هدف های تحت مطالعه با  $Z$  بزرگتر، هدف سربی از این روند پیروی نمی کند، زیرا دارای کمترین میزان ضریب تضعیف خطی  $\mu$  می باشد. بنابراین کمیت هایی نظیر چگالی، عدد اتمی و ضریب تضعیف ماده نیز باید در میزان جریان خروجی فوتون در نظر گرفته شود.

همان طور که ملاحظه می شود، در بین عناصر سنگین تر (یعنی طلا، سرب، تنگستن و تانتالیم)، مقدار ضریب تضعیف جرمی سرب از همه کمتر می باشد. بنابراین به علت کاهش جذب و پراکندگی فوتون ها در هدف سربی، خروجی بهتری به ویژه در ضخامت های بیشتر حاصل می شود (شکل ۲ و ۴ را ببینید). در نتیجه برای داشتن بازدهی بهتر، بایستی پارامترهایی از ماده که در افزایش تقویت و کاهش اتلاف فوتون ها موثر هستند، مد نظر قرار گیرند.

#### ۴. نتیجه گیری

از طریق برخورد طیف الکترونی شبه تک انرژی ۴۰ مگا الکترون ولتی با چندین هدف، تولید اشعه ایکس توسط *ultrashort and ultraintense laser pulses*, Laser Part. Beams 23, 2005, pp.161.

8. Eisuke Miura et al., *Demonstration of quasi-monoenergetic electron- beam generation in laser-driven plasma acceleration*, Applied Physics Letters 86, 2005, pp.251501.

9. W. P. Leemans et al., *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*, Nat. Phys. 2, 2006, pp.696–699.

10. B. Hidding et al., *Generation of Quasimonoenergetic Electron Bunches with 80-fs Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. 96, 2006, pp.105004.

11. K. Koyama et al., *Monoenergetic electron beam generation from a laser-plasma accelerator*, Laser Part. Beams 24, 2006, pp.95.

12. Z. L. Chen et al., *Quasi-monoenergetic electron beams generated from 7 TW laser pulses in N-2 and He gas targets*, Laser Part. Beams 26, 2008, pp.147.

13. R. Sadighi-Bonabi and Sh. Rahmatollahpur, *Potential and energy of the monoenergetic electrons in an alternative ellipsoid bubble model*, Phys. Rev. A 81, 2010, pp.023408.

#### مراجع

1. D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. 56, 1985, pp.219.
2. T. Tajima and J. Dawson, *Laser-electron accelerator*, Phys. Rev. Lett. 43, 1979, pp.267.
3. A. Pukhov and J. Meyer-Ter Vehn, *Laser wakefield acceleration: The highly non-linear broken-wave regime*, Appl. Phys. B 74, 2002, pp.355–361.
4. S. P. D. Mangles et al., *Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions*, Nature (London) 431, 2004, pp.535.
5. J. Faure et al., *Laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*, Nature (London) 431, 2004, pp.541.
6. V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov and J. P. Rousseau, *Monoenergetic electron beam optimization in the bubble regime*, Phys. Plasmas 12, 2005, pp.056702.
7. Y. Glinec et al., *Generation of quasimonoenergetic electron beams using*



14. S. Banerjee et al., *Generation of tunable, 100–800 MeV quasi-monoenergetic electron beams from a laser-wakefield accelerator in the blowout regime*, Phys. Plasmas 19, 2012, 056703.
15. S. A. Reed, V. Chvykov, G. Kalintchenko, T. Matsuoka, P. Rousseau, V. Yanovsky, C. R. Vane, J. R. Beene, D. Stracener, D. R. Schultz, and A. Maksimchuk, *Photonuclear fission with quasi-monoenergetic electron beams from laser wakefields*, Appl. Phys. Lett. 89, 2006, pp.231107.
16. S. A. Reed, V. Chvykov, G. Kalintchenko, T. Matsuoka, P. Rousseau, V. Yanovsky, C. R. Vane, J. R. Beene, D. Stracener, D. R. Schultz and A. Maksimchuk, *Efficient initiation of photonuclear reactions using quasimonoenergetic electron beams from laser wakefield acceleration*, Journal of Applied Physics 102, 2007, pp.073103.
17. H. M. Epstein, R. L. Schwerzel, B. E. Campbell, *Applications of X-Rays from Laser Produced Plasmas*, in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, volume 6, Editors: Heinrich Hora, George H. Miley, pp. 149-164, Springer US, 1984.
18. J. Kirz, C. Jacobsen, and M. Howells, *Soft X-ray microscopes and their biological applications*, Q. Rev. Biophys. 28, 1995, pp.33.
19. Y. Shvyd'ko, *X-ray Optics: High-Energy-Resolution Applications*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2004.
20. W. Chao, B. D. Harteneck, J. A. Liddle, E. H. Anderson, and D. T. Attwood, *Soft X-ray microscopy at a spatial resolution better than 15 nm*, Nature (London) 435, 2005, pp.1210.
21. L. A. Gizzi et al., *Simultaneous Measurements of Hard X Rays and Second-Harmonic Emission in fs Laser-Target Interactions*, Phys. Rev. Lett. 76, 1996, pp.2278.
22. F. N. Beg et al., *A study of picosecond laser–solid interactions up to  $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$* , Phys. Plasmas 4, 1997, pp.447.
23. S. P. Hatchett et al., *Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets*, Phys. Plasmas 7, 2000, pp.2076.
24. S. C. Wilks et al., *Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions*, Phys. Plasmas 8, 2001, pp.542.
25. L. M. Chen et al., *Study of hard x-ray emission from intense femtosecond Ti:sapphire laser–solid target interactions*, Phys. Plasmas 11, 2004, pp.4439.
26. XiaoYa Li et al., *Enhanced inner-shell x-ray emission by femtosecond-laser irradiation of solid cone targets*, Phys. Rev. E 83, 2011, pp.046404.
27. L. Nikzad, R. Sadighi-Bonabi, Z. Riazi, M. Mohammadi and 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, pp.021301.
28. L. Nikzad and A. Ehtesami-Sarabi, *Investigation by Simulation of X-ray Beams Produced via Interactions of Suitable Quasi-monoenergetic Electrons with Solid Targets*, J. Korean Phys. Soc. 65, 2014, pp.37.
29. R. Sadighi-Bonabi, H. A. Navid and P. Zobdeh, *Observation of quasi mono-energetic electron bunches in the new ellipsoid cavity model*, Laser Part. Beams 27, 2009, pp.223.
30. Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Third Edition, John Wiley & Son, 2000.
31. James E. Turner, *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007.



- 
32. Tatjana Jevremovic, *Nuclear Principles in Engineering*, 2nd Ed., Ch. 6, Springer Science + Business Media LLC, 2009.
33. J. F. Briesmeister, *MCNP<sup>TM</sup>-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code*, Version 4C, Los Alamos National Laboratory, LA-13709-M, 2000.
34. J. W. Robinson, *Handbook of Spectroscopy*, Vol. 1, CRC Press, Cleveland, 1974 ,p. 228.
35. S. I. Salem, S. L. Panossian, and R. A. Krause, Experimental K and L relative x-ray emission rates, *At. Data Nucl. Data Tables* 14, 91, 1974.
36. The National Institute for Standards and Technology website:  
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>



