



بررسی نوترونی هدف‌های تلاشی شکافت‌پذیر در سیستم‌های واداشته با شتاب‌دهنده

محمدامین امیرخانی دهکردی، مصطفی حسن‌زاده*

پژوهشکده‌ی رآکتور و ایمنی هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۱۳۳۹-۱۴۱۵۵، تهران - ایران

چکیده: فرایند تلاشی، یکی از مهم‌ترین روش‌های تولید نوترون در صنعت، پزشکی و غیره است. هم‌چنین از دیگر کاربردهای این فرایند، استفاده از آن در قلب راکتورهای زیربحرانی است. در این پژوهش، با استفاده از کد MCNPX، یک بررسی نوترونی بر روی هدف‌های تلاشی شکافت‌پذیر شامل اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲ صورت گرفته است. پارامترهای بهره‌ی تولید نوترون و انرژی انتقال یافته، شکل هندسی هدف، طیف زاویه‌ای خروجی نوترون‌ها، نرخ تولید گاز و طیف جرمی عناصر باقی‌مانده برای هدف‌های تلاشی مورد نظر بررسی شده‌اند. نتایج نشان می‌دهد که شکل هندسی، در طیف خروجی نوترون بیش‌ترین تأثیر را داشته است، ولی بر روی طیف اتم‌های تولیدی اثری ندارد. در انرژی‌های بالاتر از ۱ GeV، تعداد نوترون‌های تولیدی در واحد انرژی به حالت پایدار می‌رسد و نرخ تغییرات تولید نوترون‌ها بعد از آن کاهش می‌یابد. علاوه بر این، هیدروژن عامل اصلی در ایجاد تورم در هدف تلاشی است و حدود ۸۸٪ از گاز تولیدی را تشکیل می‌دهد.

کلیدواژه‌ها: کد MCNPX، فرایند تلاشی، پارامترهای نوترونی، هدف‌های تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲

Neutronic Investigation of Fissionable Spallation Targets in Accelerator Driven Systems

M. Amirkhani, M. Hassanzadeh*

Reactor and Nuclear Safety Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 14155-1339, Tehran - Iran

Abstract: Spallation process is the most important neutron generation method in industry, medicine, etc. This process in the subcritical reactor core is also another technique. In this research, we study the neutronic behavior of the spallation targets consisting of U-238 and Th-232 materials, by MCNPX code. The parameters under study comprise the spallation neutron yield, deposition energy, target geometry; angular spectrum of the neutron output, gas rate and residual mass spectrum. The results show that geometry has the greatest impact on the neutron output spectrum, but not on the residual mass spectrum. Numbers of neutrons per energy unit are stable at higher energies of 1 GeV, then the changes in neutron generation rate are reduced. Furthermore, hydrogen which is the principal factor in swelling of spallation target, consists of about 88% of gas production.

Keywords: MCNPX Code, Spallation Process, Neutronic Parameters, U-238 & Th-232 Spallation Targets



۱. مقدمه

تبدیل

می‌شود. انرژی جزء ورودی، از چند صد مگا الکترون تا چند گیگا الکترون ولت به ازای هر هسته است. در تئوری، این نوع از اندرکنش‌های هسته‌ای آستانه‌ای را با مدل‌های آبخاری درون هسته‌ای بیان می‌کنند. این فرایند در اثر برخورد تابش‌های کیهانی با اتمسفر زمین و یا در سطح سیاره‌ها، شهاب سنگ‌ها و یا قمرهایی نظیر ماه در طبیعت رخ می‌دهد. کشف مواد حاصل از تلاشی در سطح این اجرام، گواهی بر اثبات رخداد این پدیده است. این فرایند را می‌توان به شکل مصنوعی از طریق اندرکنش دادن پروتون‌های پرانرژی به دست آمده از شتاب‌دهنده‌های پروتون با عناصر سنگین به منظور تولید شار بالای نوترون‌ها ایجاد کرد. پس از فرایند تلاشی، هسته‌ی برانگیخته‌ی باقی‌مانده ممکن است از سه اندرکنش مختلف، چندپارگی، شکافت و تبخیر که با یک‌دیگر در رقابت هستند وانگیخته شوند. احتمال هر یک از این اندرکنش‌ها به طبیعت هسته و انرژی برانگیختگی آن بستگی دارد. تلاشی در سه مرحله رخ می‌دهد. در مرحله‌ی اول، ذره‌ی برخوردی با نوکلئون‌های منفرد داخل هسته برخورد می‌کند و طی پراکندگی ناهمدوس نوکلئون- نوکلئون، کسری از انرژی نوکلئون ورودی در هسته‌ی هدف بر جای می‌ماند و پس از 10^{-22} s باعث خروج تعدادی از نوکلئون‌ها و برانگیختگی هسته‌ی باقی‌مانده می‌شود. نوکلئون‌های برخورد کرده، خود باعث برخورد‌های بیشتری می‌شوند که آبخاری از اجزای پرانرژی درون هسته ایجاد می‌کنند. در طول این آبخار درون‌هسته‌ای، برخی از اجزای ثانویه‌ی پرانرژی ($>20\text{ MeV}$) و اجزاء آبخار کم انرژی ($<20\text{ MeV}$) از هسته رها می‌شوند و براساس این مرحله، مدلی به نام INC^(۷) طراحی شده است. بعد از این آبخار درون-هسته‌ای، هسته در یک حالت برانگیخته رها می‌شود. در گام دوم فرایند تلاشی، هسته‌ی برانگیخته‌ی باقی‌مانده پس از 10^{-20} s از حالت برانگیخته با حالت پایه می‌رود. بازگشت هسته‌های برانگیخته به حالت پایه به دو روش تبخیر و شکافت می‌تواند انجام شود. در مرحله‌ی سوم فرایند تلاشی یا مرحله‌ی پایانی، هسته‌های برانگیخته، با گسیل گاما از بین می‌روند [۱۱-۱۳].

مهم‌ترین روش‌های تولید نوترون عبارتند از: واکنش شکافت در راکتورها و فرایند تلاشی در سیستم‌های واداشته با شتاب‌دهنده^(۱) [۱]. فرایند تلاشی برای استحاله‌ی^(۲) اکتینیدها با طول عمر زیاد و پاره‌های شکافت از زباله‌های هسته‌ای [۲]، پلوتونیم از سلاح‌های هسته‌ای [۳] یا توریم [۴] مورد توجه است. همچنین این فرایند برای پژوهش در مواد، صنعت [۵] و در پزشکی برای رادیوتراپی [۶] استفاده می‌شود. به طور کلی می‌توان از سیستم‌های واداشته با شتاب‌دهنده برای استحاله‌ی پسماندها، کاربردهای صنعتی و تولید توان استفاده کرد. توان باریکه‌ی شتاب‌دهنده از ۱ تا MW

۲

می‌تواند برای استحاله‌ی سوخت‌های مصرف شده در راکتورهای زیربحرانی استفاده شود، در حالی که توان بالاتر حدود ۱۰ تا MW ۷۵ در کاربردهای دیگر لازم است [۷]. کاربرد جدید این نوع از هدف‌های تلاشی در قلب راکتورهای زیربحرانی است [۸]. موادی که انتقال حرارت بالا و مقاومت بالایی در برابر پرتو پروتون دارند، برای تولید نوترون تلاشی به کار می‌روند که از این مواد می‌توان به قلع، تنگستن، تانتالیم، اورانیم ضعیف شده در هدف‌های تلاشی جامد و جیوه، سرب، سرب- بیسموت و سرب- طلا در هدف‌های تلاشی مایع اشاره کرد [۹]. در حقیقت چون فرایند تلاشی در تمام عناصر با انرژی بالا رخ می‌دهند، بنابراین

همه‌ی مواد با چگالی بالا، هدف‌های مناسبی هستند. همچنین تعداد نوترون‌های آزاد شده، متناسب با عدد اتمی عنصر هدف است. اما در عمل محدودیت‌هایی برای انتخاب هدف تلاشی وجود دارد. مهم‌ترین محدودیت‌ها عبارتند از: رسانش گرمایی^(۳) مناسب در دمای عملیاتی، ضریب انبساط دمایی^(۴) کوچک، مشخصات کشسانی مناسب و چکش‌خواری^(۵) کافی بعد از تابش، مقاومت در برابر خوردگی^(۶) در حین تابش، سمیت کم و شرایط ساخت مناسب [۱۰].

تلاشی عبارت است از یک فرایند هسته‌ای که در آن یک جزء نسبتاً سبک شبیه یک پروتون یا یک نوترون با یک هسته‌ی سنگین برخورد می‌کند و هدف به عناصر با عدد اتمی پایین‌تر



کدهای متفاوتی برای شبیه‌سازی سیستم‌های واداشته با شتاب‌دهنده وجود دارند. برتینی اولین کد برای مدل INC را در

ارسال سال ۱۹۶۳ خلق کرد [۱۴]. بعدها یاریو مفاهیم برتینی در کدهای دیگر هم چون ایزابل را استفاده کرد [۱۵]. کد کاگنون^(۸) مدلی است که اخیراً توسعه یافته است [۱۶]. تفاوت اصلی این مدل‌ها در نحوه‌ی انتشار مدل آبخاری ظاهر می‌شود. در مدل برتینی و ایزابل، هسته‌های محیطی، پیوسته در نظر گرفته می‌شوند، به طوری که ذره‌ی برخوردی برحسب طول پویش آزاد خود با آنها برخورد می‌کند. سپس این هسته‌ها به حرکت در می‌آیند و می‌توانند برخورد‌های پیش‌تری انجام دهند. در مدل‌های ایزابل و کاگنون، انرژی به صورت تابعی از زمان دنبال می‌شود، در حالی که در مدل برتینی چنین نیست. در کدهای ایزابل و برتینی، اگر انرژی تمام ذرات زیر یک مقدار قطع باشد، آبخارهای زمانی متوقف می‌شوند. در حالی که در مدل کاگنون، زمانی که انرژی ذرات به ناحیه‌ی حرارتی برسد، متوقف می‌شوند. توصیف تفصیلی سطح هسته نیز در هر مدل متفاوت است. نهایتاً اصل طرد پائولی در کدهای مختلف به صورت متفاوتی استفاده می‌شود [۱۷-۱۹]. از طرفی در بسیاری از کدهای موجود، مدل آبخار درون هسته‌ای به عنوان یک اصل برای محاسبات گام ابتدایی استفاده می‌شود. توصیف واکنش نوکلئون- هسته براساس برخورد‌های دودویی نوکلئون- نوکلئون درون‌هسته، فرض اصلی این مدل است. محاسبات آبخار

درون‌هسته‌ای، تاریخچه‌ی تک‌تک نوکلئون‌های درگیر در برخورد‌های هسته- هسته در یک روش نیمه کلاسیک را دنبال می‌کند. به عبارت دیگر، اندازه حرکت و مختصات این اجزاء در یک روش کلاسیک دنبال می‌شود. تنها اصل کوانتومی درگیر در محاسبات، اصل طرد پائولی است. نمود اصلی روش استاندارد INC را می‌توان به این شکل بیان کرد: "موقعیت اولیه‌ی هسته- های هدف به صورت تصادفی در یک گره به شعاع $R=1.12A^{1/3}$ fm که A عدد جرمی هسته هدف است انتخاب می‌شود". اندازه حرکت نوکلئون‌ها درون یک گره فرمی از

۲. روش کار

کدهای متفاوتی برای شبیه‌سازی سیستم‌های واداشته با شتاب- دهنده وجود دارد. از میان آنها MCNPX کدی است که با توجه

بازه‌های انرژی، نوع ذرات و غیره برای این پژوهش بسیار مناسب است [۲۲]. هم‌چنین انرژی پیوسته‌ی این کد می‌تواند برای مدل کردن انتقال نوترون‌ها در راکتورهای زیربحرانی و بحرانی استفاده شود. این کد از ترکیب دو کد محاسباتی LAHET [۲۳] و MCNP [۲۴] به دست آمده است که مسئله‌ی انتقال ذره را در بازه‌ی انرژی از ۲۵ MeV تا چندین GeV ممکن می‌سازد. کد



مراحل از مدل بریتون برای شبیه‌سازی استفاده شده است. در همه‌ی محاسبات انجام شده، تعداد ذرات در نظر گرفته شده (تاریخچه‌ی ذرات) ۲۰۰۰۰ بوده است.

جدول ۱. ابعاد شکل مورد استفاده در ماده‌ی هدف تلاشی اورانیم-۲۳۸

شکل	ابعاد (cm)
مخروط	شعاع = ۲۵٫۹۸۱، ارتفاع = ۶۰
مکعب	طول = ۳۴٫۷۸۳۴
استوانه	قطر = ۳۰، ارتفاع = ۶۰
گُره	شعاع = ۲۱٫۶۳۴

۳. یافته‌ها و بحث

۱.۳ تغییر بهره‌ی تولید نوترون در هدف تلاشی

در ابتدا تغییرات انرژی پروتون فرودی بر روی مقادیر نوترون‌های تولید شده و نشت یافته در هدف‌های تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲ بررسی شده است. در انرژی‌های پایین‌تر از ۱ MeV، به این دلیل که انرژی کافی برای خارج کردن ذرات از حالت‌های پایدار خود وجود ندارد، نوترونی تولید نشده است. در شکل ۱، نمودار تغییرات برای انواع فرایندها شامل تولید و نشت نوترون‌ها برای هدف تلاشی اورانیم-۲۳۸ نشان داده شده است. همان‌گونه که دیده می‌شود، بیش‌ترین تعداد نوترون، از فرایند نشت حاصل می‌شود. این نمودار با استفاده از سطح مقطع واکنش‌های مختلف قابل بررسی است. هم‌چنین به نوع مدل فیزیکی در نظر گرفته شده که در این‌جا مدل بریتون است، مربوط می‌شود. بنابراین با توجه به شکل ۱، تولید نوترون‌های ناشی از اندرکنش‌های شکافت آبی و تأخیری، واکنش (n, xn) است و در همه‌ی اندرکنش‌های هسته‌ای رخ می‌دهند. هم‌چنین نشت نوترون‌ها ناشی از فرار نوترون‌ها از سطح هدف تلاشی، واکنش جذب، اندرکنش‌های شکافت، واکنش (n, xn) است و در همه‌ی اندرکنش‌های هسته‌ای وجود دارند. در شکل ۲، تعداد کل نوترون‌های به‌دست آمده از هر انرژی در واحد انرژی برای دو هدف تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲ نشان داده شده است. مشاهده می‌شود در انرژی‌های بالاتر از ۱ GeV، تعداد نوترون‌های تولیدی در واحد انرژی ذره‌ی پروتون فرودی به حالت پایدار می‌رسد و نرخ تغییرات تعداد نوترون‌ها بعد از آن انرژی، با شیب ملایم کاهش می‌یابد. تعداد نوترون‌های تولیدی

LAHET برای تولید سطح مقطع‌های انتقال نوترون، پیون میون در انرژی‌های بیش‌تر از ۲۰ MeV استفاده می‌شود، در حالی که کد MCNP در مدل کردن انتقال نوترون در بازه‌های $10^{-11} \text{ MeV} < E < 150 \text{ MeV}$ توانا است. بنابراین با ادغام این دو کد، فرایند آبخار درون‌هسته‌ای یا به عبارتی فرایند تلاشی، مدل‌سازی شده است. بنابراین در این مقاله، به منظور محاسبات نوترونی در هدف‌های تلاشی شکافت‌پذیر با توجه به توانایی‌های کد MCNPX در این نوع موارد از آن استفاده شده است [۸].

در این پژوهش ابتدا با در نظر گرفتن استوانه‌ای با شعاع ۱۵ و ارتفاع ۶۰ cm، بهره‌ی نوترونی حاصل از برخورد یک باریکه‌ی پروتون نقطه‌ای با انرژی‌های مختلف شامل ۱ و ۱۰ و ۲۵ و ۵۰ و ۱۰۰ و ۲۵۰ و ۵۰۰ و ۷۵۰ و ۱۰۰۰ و ۱۵۰۰ و ۲۰۰۰ و ۲۵۰۰ و ۳۰۰۰ MeV برای هدف‌های تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲ بررسی شده است. هم‌چنین، انرژی انتقال یافته به هدف‌ها برای هر یک از انرژی‌های باریکه و نیز میزان گرمای حاصل از این اندرکنش‌ها برای دو شکل استوانه و مخروط محاسبه شده‌اند. در ادامه، برای چهار شکل متفاوت مخروط، استوانه، مکعب و گُره با حجم‌های برابر و ابعاد بیان شده در جدول ۱، میزان بهره‌ی نوترونی در برخورد باریکه‌ی پروتونی با انرژی ۱ GeV برای شکل‌های مذکور محاسبه، و با یک‌دیگر مقایسه شده‌اند. البته برای محاسبه‌ی شار نوترون بر روی سطوح این شکل‌های هندسی، از رابطه‌ی زیر استفاده شده است [۲۵].

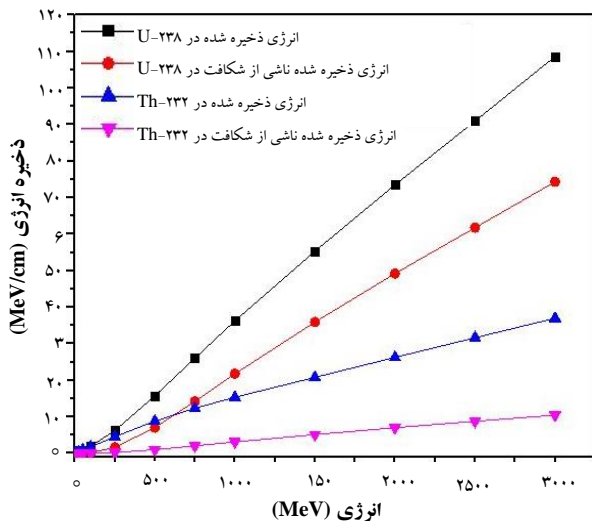
$$\phi\left(\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}\right) = I(\text{mA}) \times \frac{1p}{16 \times 10^{19} \text{C}} \times F \times Y \times \frac{n_p}{p} \quad (1)$$

در این رابطه، I شدت باریکه‌ی پروتون برخوردی است که مقدار آن با توجه به مراجع مختلف ۲ mA در نظر گرفته شده است [۲۶]، F مقدار مستقیم شار به دست آمده از کد، و Y مقدار بهره‌ی نوترونی برحسب انرژی باریکه‌ی برخوردی است.

علاوه بر این، در این پژوهش، طیف زاویه‌ای نوترون‌های خروجی از سطح هدف تلاشی اورانیم و توریم، نرخ گازهای تولیدی و هم‌چنین جرم مواد باقی مانده در هدف تلاشی، برای دو شکل استوانه و مخروط محاسبه شده است. در طول همه‌ی



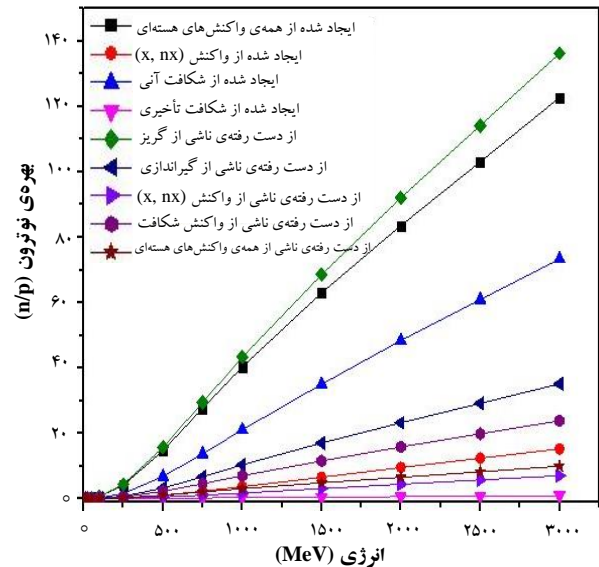
مقدار انرژی انتقال یافته به استوانه‌ی با ابعاد ذکر شده در جدول ۱ برای هر یک از پرتوهای پروتون فرودی برای دو هدف تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲ محاسبه، و در شکل ۳ نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که افزایش انرژی انتقال یافته به هدف، روندی تقریباً خطی را دنبال می‌کند. اندرکنش‌های پروتون با ماده را می‌توان به دو دسته‌ی اندرکنش‌های الکترونی و هسته‌ای تقسیم‌بندی کرد. پروتون‌های کم‌انرژی عمدتاً از طریق برخورد با الکترون‌های اتم‌ها با ماده‌ی هدف به صورت تدریجی انرژی خود



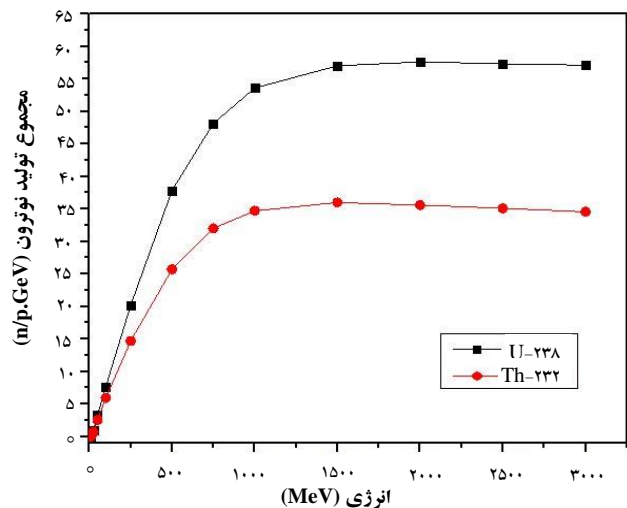
شکل ۳. انرژی انتقال یافته به جسم در انرژی‌های مختلف پرتوی برخوردی به هدف‌های تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲.

را از دست می‌دهند. اتلاف انرژی ذرات باردار با ماده، عمدتاً از طریق یونش و برانگیزش ناشی از اندرکنش با لایه‌های الکترونی اتم‌های ماده بوده، و با فرمول Bethe که از تقریب خوبی برخوردار است قابل مدل‌سازی است [۲۷]. معمولاً برای انرژی‌های پروتون بیش‌تر از ۱۰۰ MeV، اندرکنش غالب "تلاشی" است (آستانه‌ی این اندرکنش برای عناصر سنگین از مرتبه‌ی چند ده مگا الکترون ولت است). در نتیجه، این اندرکنش عامل اصلی تولید بیش‌تر نوترون‌های حاصل از برخورد پروتون با ماده‌ی هدف است [۲۷]. پروتون‌های پراثری می‌توانند متحمل اندرکنش‌های هسته‌ای نیز بشوند. بیش‌ترین شیب نمودار انرژی انتقالی به هدف اورانیم-۲۳۸ در فاصله‌ی انرژی ۵۰۰ تا ۷۵۰ MeV و برابر با 0.74 cm^{-1} است در بازه‌های بعدی، شیب نمودار نسبت به این بازه شروع به کاهش می‌کند و در حدود 0.73 cm^{-1} قرار می‌گیرد. در

در هدف اورانیم-۲۳۸ نزدیک به دو برابر تعداد نوترون‌های تولیدی در هدف تلاشی توریم-۲۳۲ است. هم‌چنین مقدار بهره‌ی تولید نوترون برای انرژی ۱ GeV در هدف تلاشی اورانیم-۲۳۸ استوانه‌ای به شعاع ۱۵ و ارتفاع ۱۵ cm - ۶۰ در حدود ۵۲٫۵ است که در مقایسه با نتایج مرجع [۱]، مقدار این پارامتر در همان هدف تلاشی در این انرژی حدود ۵۱ به دست آمده است. در نتیجه مقدار اختلاف نسبی این نتایج در حدود ۲٫۹٪ است.



شکل ۱. مقایسه‌ی نوترون‌های تولیدی و نشت یافته در فرایندهای مختلف در هدف تلاشی اورانیم-۲۳۸.

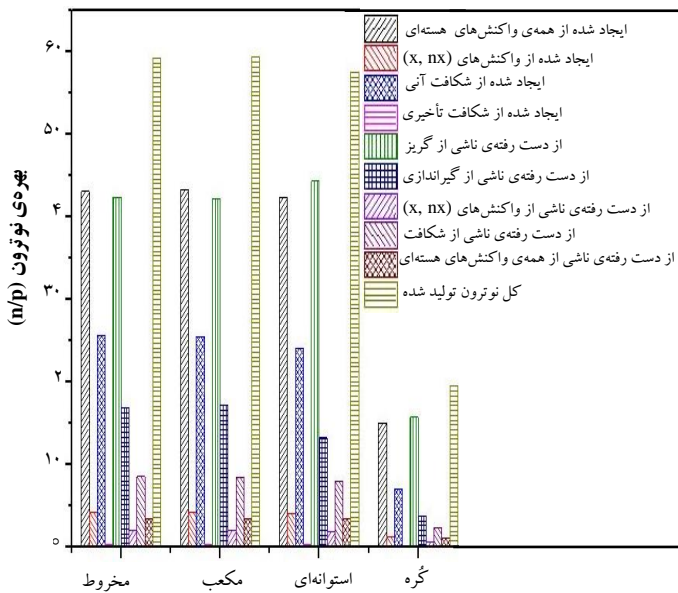


شکل ۲. تعداد نوترون‌های تولیدی بر واحد انرژی پروتون برخوردی در انرژی‌های مختلف برای هدف‌های تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲.

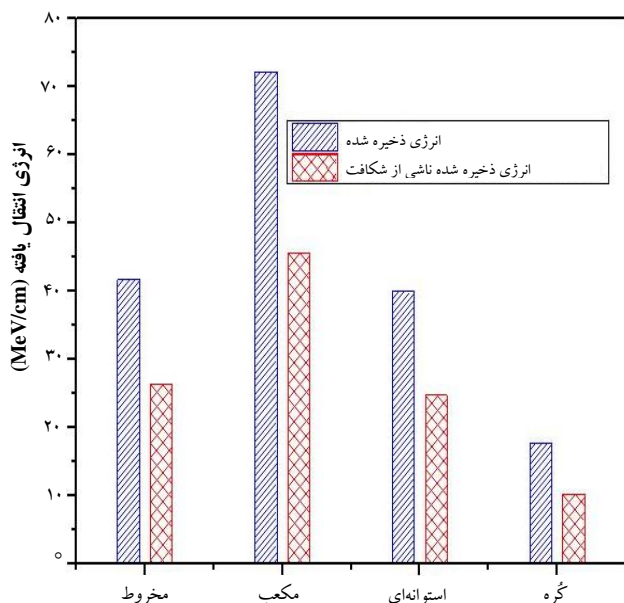
۲.۳ تغییر انرژی انتقال یافته به هدف تلاشی



10 MeV، با وجود تولید نشدن نوترون، مقداری انرژی به هدف تلاشی منتقل شده است که ناشی از برخورد ذرات پروتون و افزایش انرژی جنبشی اتم‌های ماده‌ی هدف است. در این شکل هم‌چنین روند انتقال انرژی به هدف در اثر شکافت نشان داده شده است. این نمودار نیز برای هدف اورانیوم-238 روندی تقریباً خطی دارد، اما بیش‌ترین شیب در بازه‌ی 750 تا 1000 MeV حاصل می‌شود که برابر با 0.3 cm^{-1} است و در بازه‌های بعدی به حدود 0.2 cm^{-1} می‌رسد. هم‌چنین مشاهده می‌شود که شیب دو نمودار اورانیوم-238 بیش‌تر از شیب نمودارهای Th است. مقدار متوسط خطای محاسبات در این بخش برای انرژی حاصل از شکافت برابر 1.3% و برای انرژی انتقال یافته به هدف تلاشی برابر 0.3% است.



شکل 4. مقایسه‌ی تعداد نوترون‌های تولیدی و نشت یافته‌ی مربوط به شکل‌های مختلفی از هدف تلاشی اورانیوم-238.

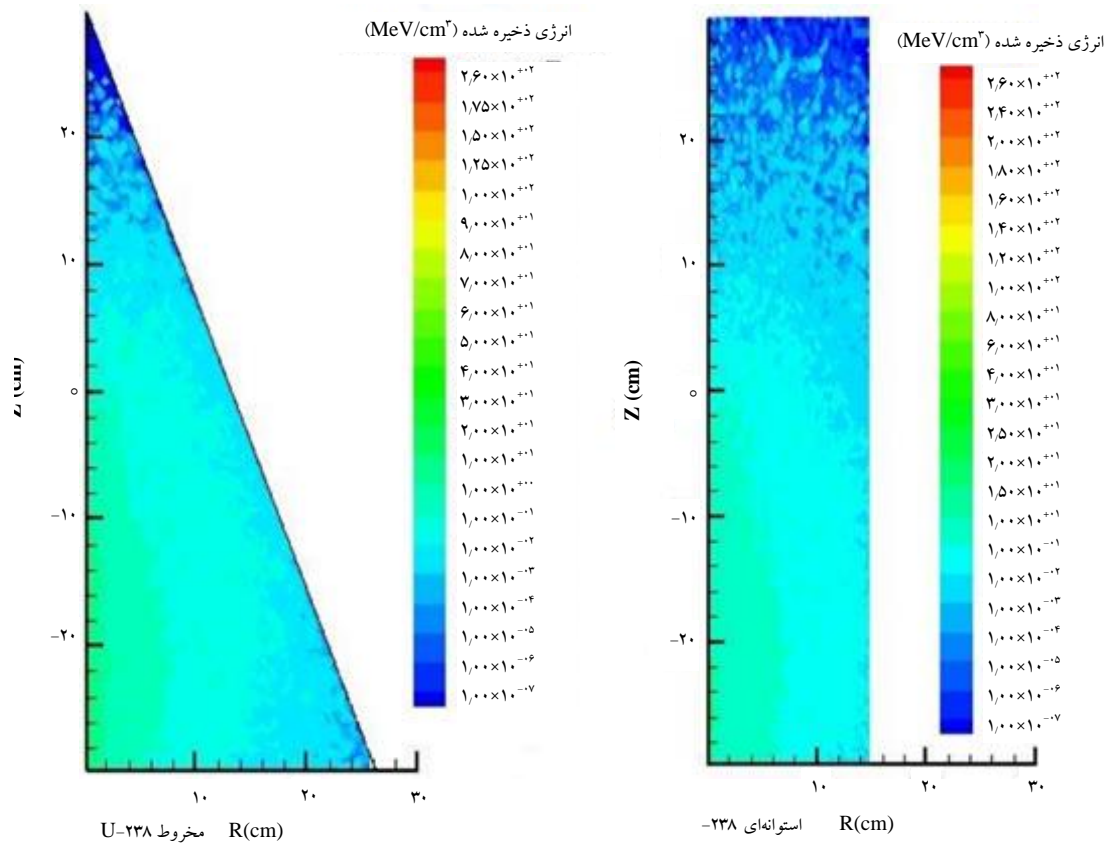


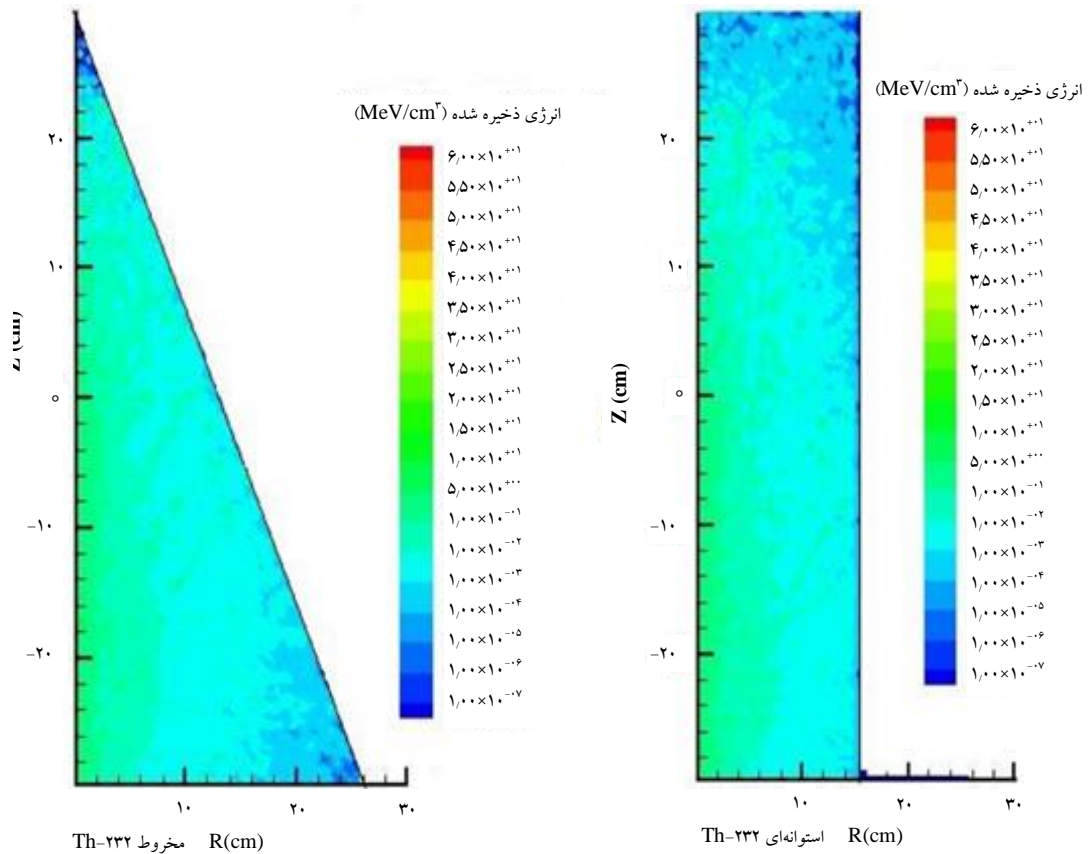
3.3 تغییر شکل هندسی هدف تلاشی

در این پژوهش، چهار شکل استوانه، مخروط، مکعب و کُره مطابق با ابعاد بیان شده در جدول 1 و با حجم‌های برابر برای هدف تلاشی اورانیوم-238 در نظر گرفته شده است. هم‌چنین یک باریکه‌ی نقطه‌ای پروتون با انرژی 1 GeV به سطح این شکل‌های هندسی برخورد داده، و میزان بهره‌ی نوترون‌های تولیدی و انرژی انتقال یافته به آنها محاسبه شد. در شکل 4، تعداد نوترون‌های تولیدی از فرایندهای مختلف، و در شکل 5 انرژی انتقال یافته به جسم نشان داده شده‌اند. بیش‌ترین مقدار خطای محاسبات در این بخش مربوط به شکل کُره بوده است که برابر 1% است. با مقایسه‌ی تعداد نوترون‌های حاصل و انرژی انتقال یافته به هدف، شکل مخروط، بهترین بوده است، زیرا که تعداد نوترون‌های بیش‌تر و انرژی گرمایی کم‌تری نسبت به انواع دیگر تولید کرده است. انرژی کم انتقال یافته به شکل کُروی ناشی از تعداد بسیار کم نوترون‌های تولیدی در آن است و از این لحاظ نمی‌تواند شکل مناسبی باشد. شکل مکعب نیز با وجود تعداد نوترون تولیدی بیش‌تر، انرژی انتقال یافته به آن نسبت به دو شکل دیگر بسیار زیاد بوده است و این شکل نیز نمی‌تواند انتخاب مناسبی باشد. با استفاده از رابطه‌ی (1)، میزان شار نوترون بر روی هر یک از سطوح اجسام محاسبه شده است که مقدار آن برای باریکه‌ی پروتونی با شدت 2mA در شکل هندسی مخروط $19.53 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ، مکعب



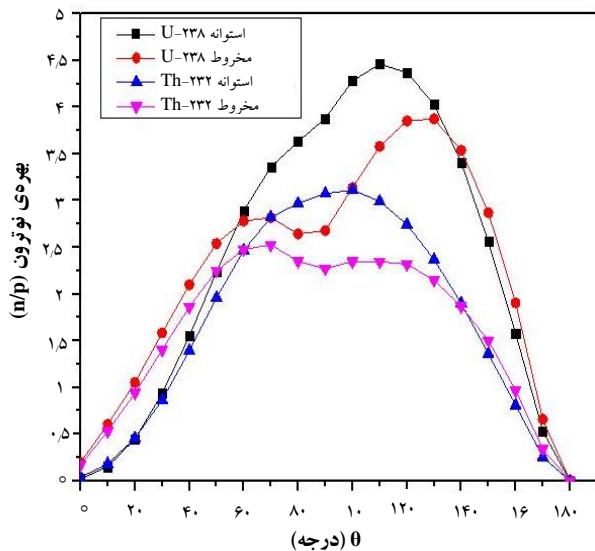
شکل ۵. مقایسه‌ی انرژی انتقال یافته به هدف در شکل‌های مختلف هندسی هدف تلاشی اورانیوم-۲۳۸.





شکل ۶. مقایسه‌ی میزان تولید گرما در شکل‌های استوانه و مخروط در هدف‌های تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲.

طول تابش اهمیت دارد. از نتایج نشان داده شده، مشاهده می‌شود که هیدروژن عامل اصلی در ایجاد تورم در هدف بوده است و حدود ۸۸٪ گاز تولیدی را تشکیل می‌دهد، در حالی که هلیوم تنها ۱۲٪ از گاز تولید شده را شامل می‌شود. هم‌چنین مشاهده می‌شود که شکل هدف در مقدار گاز تولیدی تأثیر چندانی ندارد و تولید گاز با مقدار ماده موجود در ارتباط است.



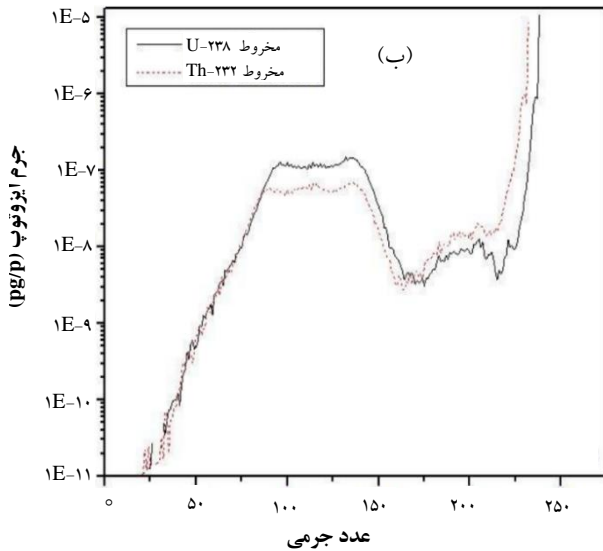
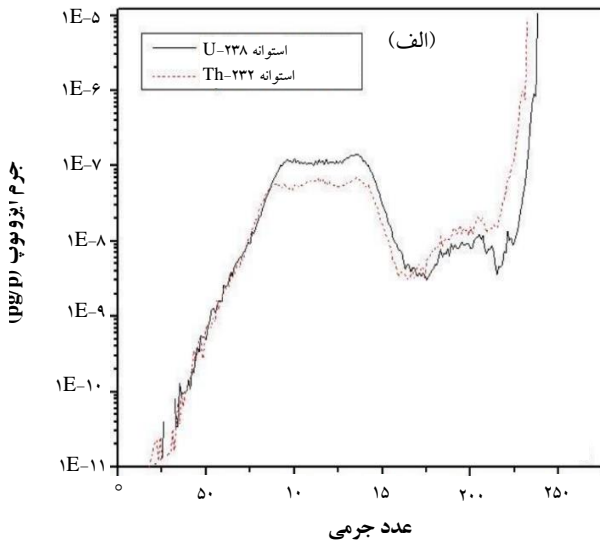
۴.۳ طیف زاویه‌ای نوترون‌های خروجی از هدف تلاشی

در شکل ۷، طیف زاویه‌ای نوترون‌های خروجی از دیواره‌های جانبی هدف تلاشی به ازای برخورد یک پروتون به سطح هدف استوانه‌ای و مخروطی شکل در دو ماده‌ی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲ نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که بیش‌ترین نوترون برای شکل مخروطی اورانیم-۲۳۸ در بین زاویه ۱۲۰° تا ۱۳۰°، و برای توریم-۲۳۲ این مقدار در بین زوایای ۶۰° تا ۷۰° است، در حالی که برای شکل استوانه‌ی اورانیم-۲۳۸، این مقدار در بازه ۱۱۰° تا ۱۲۰°، و برای توریم-۲۳۲، در ۹۰° تا ۱۰۰° رخ می‌دهد. هم‌چنین مقدار خطای آماری این کد برای محاسبه‌ی این پارامتر ۰٫۸٪ است. هم‌چنین استوانه، بالاترین شار نوترون را در بین شکل‌های مختلف هندسی دارد.

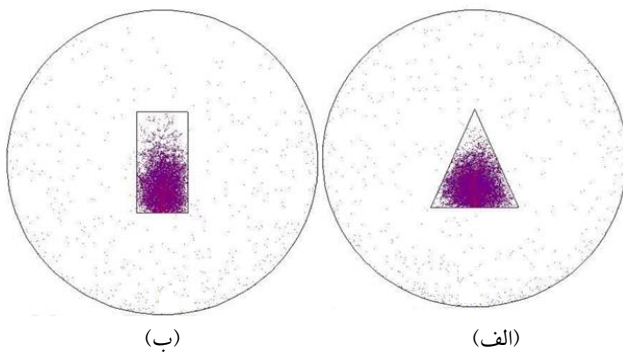
۵.۳ نرخ گاز تولیدی در هدف تلاشی

مقادیر هیدروژن و هلیوم تولیدی در هدف تلاشی در اثر برخورد پرتو در دو شکل مخروط و استوانه، و در دو ماده‌ی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲ به دست آمده، و در شکل ۸ نشان داده شده است. این مقدار به منظور محاسبه‌ی مقدار تورم ایجاد شده در هدف در

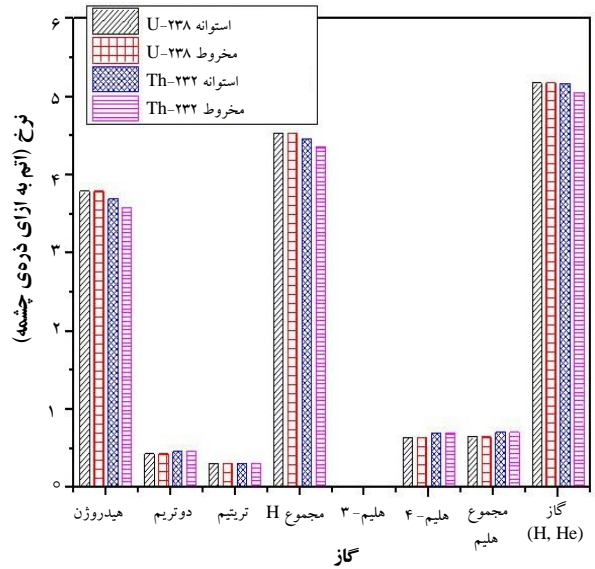
شده در شکل ۶ که نشان‌دهنده‌ی میزان گرمای ایجاد شده در مواد است، مطابقت دارد.



شکل ۹. ویژه هسته‌های تولیدی در هدف‌های تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲، (الف) شکل استوانه، (ب) شکل مخروط.



شکل ۷. طیف زاویه‌ای نوترون‌های خارج شده از هدف‌های تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲.



شکل ۸. آهنگ تولید گازهای مختلف در هدف‌های تلاشی اورانیم-۲۳۸ و توریم-۲۳۲.

۶.۳ جرم باقی‌مانده در هدف تلاشی

جرم باقی‌مانده از انواع اتم‌ها در هدف تلاشی در انتهای فرایند با استفاده از کارت 8 IOPT موجود در کد محاسبه، و تغییرات جرم برحسب عدد جرمی در شکل ۹ نشان داده شده است. برای این پارامتر، بیش‌ترین ماده، توریم-۲۳۲ و اورانیم-۲۳۸ است. مشاهده می‌شود که تغییر شکل هندسی ارتباط بسیار کمی با کسر اتمی تولید شده در هدف تلاشی دارد. برای محاسبه‌ی جرم باقی‌مانده به مقیاس میکروگرم می‌توان از ضرب داده‌ی به دست آمده از کد HTAPE در $10^{-8} \times 1.0364 \times A$ که در آن A عدد جرمی است استفاده کرد [۱]. محدوده‌ی عدد جرمی مواد ایجاد شده از ۱۲ تا ۲۳۸ برای اورانیم-۲۳۸ و ۱۴ تا ۲۳۲ برای توریم-۲۳۲ است. این مقادیر به ازای برخورد یک پروتون محاسبه شده است. نمودار حاصل با نتایج مطالعات پیشین مطابقت دارد [۱].

۷.۲ رد ذرات پروتون و نوترون

شکل ۱۰، رد ذرات پروتون و نوترون را در اثر برخورد ذره پروتون ۱ GeV با شکل‌های هندسی استوانه و مخروط در اورانیم-۲۳۸ نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که بیش‌ترین تمرکز حرکت ذرات در مرکز شکل‌ها بوده است و با نتایج نشان داده



هندسی هدف تلاشی باید طبق محاسبات برای هر ماده به صورت جداگانه بررسی شود و نمی‌توان ویژگی‌های یک شکل خاص را برای تمامی حالات تعمیم داد. هم‌چنین پارامتر بهره‌ی تولید نوترون که یکی از مهم‌ترین پارامترها در سیستم‌های واداشته با شتاب‌دهنده است، به شدت به انرژی پروتون فرودی، شکل هندسی هدف تلاشی، ابعاد و مواد آن بستگی دارد.

پی‌نوشت‌ها

1. Accelerator Driven Systems
2. Transmutation
3. Thermal Conductivity
4. Thermal Expansion
5. Ductility
6. Corrosion
7. Intra Nuclear Cascade
8. Cugnon
9. Power Peaking Factor

مراجع

- [1] S.A.H. Fegghi, Z. Gholamzadeh, C. Tenreiro, Investigation of the optimal material type and dimension for spallation targets using simulation methods, *Journal of Theor. Appl. Phys.* **8** (2014) 1-11.
- [2] C.D. Bowman, E.D. Arthur, P.W. Lisowski, G.P. Lawrence, R.J. Jensen, J.L. Anderson, B. Blind, M. Cappelb, J.W. Davidson, T.R. England, L.N. Engel, R.C. Haight, H.G. Hughes III, J.R. Ireland, R.A. Krakowski, R.J. LaBaure, B.C. Letellier, R.T. Perry, W.B. Wilson, Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source, *Nucl. Instr. Meth. A*, **320** (1992) 336-367.
- [3] G. Lawrence, Transmutation and energy production with high power accelerators, *Int. Part. Accel. Conf.* (1996) Dallas, Tx, USA, USA.

شکل ۱۰. ردپای ذرات نوترون و پروتون در اثر برخورد ذره‌ی پروتون با انرژی ۱ GeV در اورانیم-۲۳۸ در شکل‌های (الف) مخروط و (ب) استوانه.

۴. نتیجه‌گیری

نوترون‌های تولیدی به ازای واحد انرژی پروتون بعد از ۱ GeV تغییرات چندانی نداشته است و از نظر اقتصادی بهتر است که از این انرژی پروتون در تابش‌دهی هدف استفاده شود. با توجه به این که مقدار انرژی انتقال یافته به هدف بالا است و از طرفی موضوع خنک‌سازی نیز مهم است، بنابراین از نظر هندسی برای هدف تلاشی اورانیم-۲۳۸، شکل استوانه با توجه به تعداد نوترون‌های تولیدی و گرمای ایجاد شده مناسب است. مشاهده شده است که در طیف زاویه‌ای نوترون‌های خروجی از هدف تلاشی، شکل هندسی تأثیر داشته، و بسته به آن شکل طیف متفاوت بوده است. هم‌چنین در مورد مقادیر گازهای تولید شده در هدف تلاشی، دیده می‌شود که تفاوت چندانی بین مقادیر تولید شده، وجود ندارد و به نظر می‌رسد حجم کلی ماده در این مورد مهم باشد. علاوه بر این، نتایج نشان می‌دهد که از نظر میزان جرم باقی‌مانده در هدف تلاشی نیز شکل هندسی تأثیری نداشته است و به نوع ماده‌ی استفاده شده در هدف تلاشی در این زمینه باید توجه شود. در مجموع می‌توان به این نتیجه رسید که شکل

- [4] F. Carminti, R. Klapisch, J.P. Revol, Ch. Roche, J.A. Rubio, C. Rubbia, An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator, European Organisation for Nuclear Research Cern/AT/93-47 (ET) (1994).
- [5] T. Mason, T.A. Gabriel, R.K. Crawford, K.W. Herwig, F. Klose, J.F. Ankner, 33rd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High Intensity and High Brightness Hadron Beams, AIP Conference proceedings, Bensheim (2004) 21.
- [6] S. Maloy, M. James, M. Toloczko, The high temperature tensile properties of ferritic-martensitic and austenitic steels after irradiation in an 800 MeV proton beam, in Conference proceedings seventh information exchange meeting on actinide and fission product partitioning and transmutation (2002).



- [7] H.A. Abderrahim, J. Galambos, Y. Gohar, S. Henderson, G. Lawrence, T. MCManamy, A.C. Mueller, S. Nagaitsev, J. Nolen, E. Pitcher, R. Rimmer, R. Sheffield, M. Tadosow, Accelerator and target technology for accelerator driven transmutation and energy production, DOE white paper on ADS, *Nucl. Instr. Meth. Phys.* **1** (2010) 1-23.
- [8] S.A.H. Feghhi, Z. Gholamzadeh, A MCNP simulation study of neutronic calculations of spallation targets, *Nucl. Technol. Radiat.* **28** (2013) 128-136.
- [9] J.M. Carpenter, Pulsed spallation neutron sources for slow neutron scattering, *Nucl. Instr. Meth.* **145** (1977) 91-113.
- [10] G. Bauer, Overview on spallation target design concepts and related materials issues, *J. Nucl. Mater.* **398** (2010) 19-27.
- [11] Y. Kadi, J. Revol, Design of an accelerator-driven system for the destruction of nuclear waste in Lectures given at the Workshop on Hybrid Nuclear Systems for Energy Production, Utilisation of Actinides & Transmutation of Long-Lived Radioactive Waste Trieste (2001).
- [12] İ. Demirkol, E. Tel, Multiplicity of particles per primary reaction at 1500MeV for the nuclei used on the accelerator-driven systems, *Ann. Nucl. Energy* **38** (2011) 1078-1083.
- [13] A. Morioka, S. Sato, M. Kinno, A. Sakasai, J. Hori, K. Ochiai, M. Yamauchi, T. Nishitani, A. Kaminaga, K. Masaki, S. Sakurai, T. Hayashi, M. Matsukawa, H. Tamai, S. Ishida, Irradiation and penetration tests of boron-doped low activation concrete using 2.45 and 14 MeV neutron sources, *J. Nucl. Mater.* **329** (2004) 1619-1623.
- [14] H.W. Bertini, Low-energy intranuclear cascade calculation, *Phys. Rev.* **131** (1963) 1801.
- [15] Y. Yariv, Z. Fraenkel, Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions, *Phys. Rev. C.* **20** (1979) 2227.
- [16] Y. Yariv, Z. Fraenkel, Intranuclear cascade calculation of high energy heavy ion collisions: Effect of interactions between cascade particles, *Phys. Rev. C.* **24** (1981) 488.
- [17] L. Dresner, EVAP--A Fortran Program for Calculating the Evaporation of Various Particles from Excited Compound Nuclei, Oak Ridge National Lab. (1962).
- [18] M. Longair, High Energy Astrophysics: Vol. 1, Particles, Photons and Their Detection, Cambridge Univ. Press. (1992).
- [19] A. Gandini, M. Salvatores, I. Slessarev, Balance of power in ADS operation and safety, *Ann. Nucl. Energy* **27** (2000) 71-84.
- [20] M. Hassanzadeh, S.A.H. Feghhi, Calculation of the spallation target neutronic parameters in Accelerator Driven Subcritical TRIGA reactor, *Ann. Nucl. Energy* **85** (2015) 326-330.
- [21] A. Ahmad, S.J. Steer, G.T. Parks, A preliminary study of target multiplicity for ADSRs, *Energ. Convers. Manage.* **69** (2013) 181-190.
- [22] D.B. Pelowitz, MCNPX 2.6.0 manual, LANL, LA-CP-07-1473, Los Alamos National Laboratory (2008).



- [23] R.E. Prael, H. Lichtenstein, User guide to LCS, the LAHET code system, Group, 10 (1989) 6.
- [24] J.F.B. Ed., MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C, April (2000).
- [25] M. Hassanzadeh, S.A.H. Fegghi, Sensitivity analysis of core neutronic parameters in accelerator driven subcritical reactors, *Ann. Nucl. Energy* **63** (2014) 228-232.
- [26] N.I. Tak, H.J. Neitzel, X. Cheng, Computational fluid dynamics analysis of spallation target for experimental accelerator-driven transmutation system, *Nucl. Eng. Des* **235** (2005) 761-772.
- [27] H. Bethe, The theory of the passage of rapid neutron radiation through matter, *Annalen der Physik* **5** (1930) 325-400.