

Optimization of N-13 Production with Enhancement of Repeat Rate at Canonical Plasma System

M. Saed¹
A. Banoushi²
M. Habibi³
M. Vahdat Roshan³

Received: 2012.7.4
Accepted: 2013.1.28

Abstract

In this paper, optimization conditions for fabrication of ^{13}N by reaction of $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ at canonical plasma system with repeat rate is studied. By calculation of Deuteron experiment spectra radioactivity and study of repeat rate on radioactivity, we showed that radioactivity have linear relation with. Results showed that with increasing repeat rate, it is possible to enhance radioactivity production at a moder type canonical plasma system with energy 1.7 kJ up to 2 mCi.

Keywords: Positron emission tomography, Canonical plasma, Deuteron spectrum, Radioactivity, Repeat rate.

¹ M. Sc. Student, Central Branch of Islamic Azad University, saed.ms1987@yahoo.com

² Assistant Professor, Institute of Science and Nuclear Technology

³ Assistant Professor, Amir Kabir Technology University

مجله فیزیک کاربردی دانشگاه الزهراء (س)

شماره ۲، پاییز و زمستان ۱۳۹۱

بهینه‌سازی تولید نیتروژن - ۱۳ با افزایش نرخ تکرار در دستگاه پلاسمای کانونی

مریم ساعد^۱

ایوب بنوشی^۲

مرتضی حبیبی^۳

محمود وحدت روشن^۳

تاریخ دریافت: ۹۱/۴/۱۳

تاریخ تصویب: ۹۱/۱۱/۹

چکیده

در این مقاله به بررسی شرایط بهینه برای تولید رادیوایزوتوپ ^{13}N توسط واکنش $^{12}C(d,n)^{13}N$ در دستگاه پلاسمای کانونی با نرخ تکرار پرداخته‌ایم. با محاسبه‌ی اکتیویته طیف‌های تجربی دوترون و بررسی تأثیر نرخ تکرار بر روی اکتیویته نشان داده‌ایم که اکتیویته و نرخ تکرار با یکدیگر رابطه‌ای خطی دارند. محاسبات نشان می‌دهند که با افزایش نرخ تکرار، امکان افزایش اکتیویته تولید در یک

^۱ دانشجوی کارشناسی ارشد - دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران مرکزی؛ saed.ms1987@yahoo.com

^۲ استادیار پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای

^۳ استادیار دانشگاه صنعتی امیرکبیر

دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدر با انرژی $1/7 \text{ kJ}$ تا حد 2 mCi وجود دارد.

واژه‌های کلیدی: پرتونگاری گسیل پوزیترونی (PET)، پلاسمای کانونی، طیف دوترون، اکتیویته، نرخ تکرار.

۱. مقدمه

رادیوایزوتوپ‌های با عمر کوتاه از قبیل ^{18}F و ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O معمولاً در کاربردهای پزشکی به ویژه در پرتونگاری گسیل پوزیترونی استفاده می‌شوند. این رادیوایزوتوپ‌ها از بیماران هدف‌های مناسب توسط پرتوهای یونی‌ای که در شتابدهنده‌ها تولید می‌شوند، به دست می‌آیند. به علت نیمه عمر کوتاه این رادیوایزوتوپ‌ها تولید آنها باید در محلی باشد که قرار است مورد استفاده قرار گیرند. به همین منظور باید در بیمارستان‌ها شتابدهنده‌ها مورد استفاده قرار گیرند. تصویربرداری ^1PET با استفاده از سیکلوترون روش گران قیمتی است. بنابراین شتابدهنده پلاسمایی مورد توجه جدی قرار گرفته است. دستگاه پلاسمای کانونی به دلیل سادگی، هزینه بسیار کم، امکان تعمیر و نگهداری آسان‌تر یکی از سیستم‌های مناسب برای تولید رادیوایزوتوپ‌های با عمر کوتاه است.

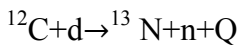
در دستگاه پلاسمای کانونی با بسته شدن یک سوئیچ سریع، ولتاژ چند ده کیلوولتی به الکترودهای هم محور آند و کاتد اعمال می‌شود. بر اثر شکست الکتریکی گاز درون محفظه، لایه جریان سطح عایق را باردار می‌کند و بر اثر اعمال نیروی لورنتس، لایه جریان با سرعت بالا به سمت انتهای الکترودها شتاب می‌گیرد. در فاز نهایی بخشی از لایه جریان به طور متقارن به سمت مرکز آند حرکت می‌کند و ستونی از پلاسمای بسیار چگال، داغ و با طول عمر بسیار کوتاه تشکیل می‌شود که چشمه تولید یون، الکترون، اشعه X و نوترون است.

¹ Positron Emission Tomography

ولتاژ بانک خازنی برای یک دستگاه پلاسمای کانونی معمولاً 10-30 kV است با وجود این ولتاژهای کوچک نتایج آزمایش های بسیاری نشان داده است که باریکه های دوترونی گسیل شده از پینچ، دارای طیف وسیعی از انرژی (بالای چند MeV) هستند. شتاب یون با چنین انرژی بالایی یکی از غیره منتظره ترین جنبه های دستگاه پلاسمای کانونی است. چندین عامل برای شتاب یون ها از قبیل ناپایداری ها، مقاومت غیر عادی، موج پلازما و موج شوک پیشنهاد شده است. با این وجود ساز و کار شتاب یون در پینچ پلاسمای کانونی به خوبی درک نشده است. مهمترین عامل در شتاب یون ها ناپایداری $m=0$ (ناپایداری سوسیسی) است. رشد این قبیل ناپایداری ها به علت اغتشاشات شعاعی متقارن در نقاطی معین در ستون پلازما است. در این نقاط سطح مقطع کاهش می یابد و از این رو میدان مغناطیسی سمتی در سطح پلازما گسترش پیدا می کند. این نقاط دارای فشار مغناطیسی بالاتری هستند و نسبت به نقاط دیگر با سرعت بیشتری منقبض می شوند. تغییرات سریع میدان مغناطیسی در هر انقباض باعث ایجاد یک میدان الکتریکی بزرگ طولی ایجاد می کند که باعث شتاب یون های داخل ستون پلازما در انرژی های بالا می گردد.

یک گزینه مناسب برای مطالعه تولید رادیوایزوتوپ در پلاسمای کانونی، واکنش هسته ای $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ است. مزیت این واکنش سطح مقطع بالا، انرژی آستانه کم، نیمه عمر کوتاه و در دسترس بودن مواد هدف می باشد [1].

با بمباران هدف گرافیت توسط دوترون های پرانرژی، نیتروژن - ۱۳ از طریق واکنش زیر تولید می شود:



انرژی آستانه این واکنش 328 keV می باشد. نیتروژن - ۱۳ یک رادیوایزوتوپ با عمر کوتاه است و با نیمه عمر تقریباً ۱۰ دقیقه، واپاشی و یک پوزیترون β^+ تولید می کند. پوزیترون در داخل گرافیت متوقف (سرعت پوزیترون در گرافیت کم می شود) و با یک الکترون نابود می شود. بر اثر نابودی هر زوج الکترون-پوزیترون، دو فوتون گامای 511 keV تولید می شود که در دو جهت متقابل حرکت می کنند.

تولید رادیوایزوتوپ در پلاسمای کانونی از مدت ها قبل مورد توجه محققین قرار گرفته است. از جمله این محققین می توان به گروه برزسکو [2] در آمریکا، آنجلی [3] در

ایتالیا، روشن [4] در سنگاپور اشاره کرد. از این میان میزان اکتیویته تولید شده توسط روشن و همکارانش [4] به میزان قابل توجهی افزایش یافته است. آن‌ها آزمایش‌های خود را بر روی یک دستگاه پلاسمای کانونی NX2 انجام داده‌اند. آنها هدف گرافیت (15×15×0/7) را به فاصله 100 mm در مقابل باریکه دوترون در دستگاه NX2 قرار دادند به طوری که زاویه فضایی دوترون‌ها با هدف گرافیت $\Omega = 1/26$ sr بود.

اکتیویته گزارش شده توسط گروه روشن در دستگاه NX2 با نرخ تکرار 1 Hz بعد از ۳۰ ثانیه بمباران گرافیت، برابر با 5/2 kBq بود. این مقدار در این دستگاه کوچک در مقایسه با اکتیویته گزارش شده در دستگاه‌های بزرگتر (1/7 kJ) بیشتر است. اما این مقدار اکتیویته نیز همچنان برای استفاده‌های پزشکی اهمیت زیادی ندارد.

در این کار ابتدا اکتیویته رادیوایزوتوپ نیتروژن-۱۳ را به کمک داده‌های آزمایشگاهی 12 طیف دوترون تولید شده توسط دستگاه پلاسمای کانونی NX2 که توسط طیف سنج مغناطیسی اندازه‌گیری شده بود، محاسبه می‌کنیم (این داده‌ها در مرجع ۹ موجود است) و سپس به بررسی تأثیر نرخ تکرار بر مقدار اکتیویته به دست آمده می‌پردازیم.

۲. محاسبه اکتیویته در دستگاه پلاسمای کانونی

در دستگاه پلاسمای کانونی، y_{tt} از رابطه زیر به دست می‌آید [4].

$$y_{tt} = n \int_0^{E_d} \frac{\sigma(E)}{|dE/dx|} dE \quad (1)$$

که در آن y_{tt} بازده هدف ضخیم است و نرخ واکنش را نشان می‌دهد، n تعداد هسته‌های نیتروژن-۱۳ بر cm^3 ، $\sigma(E)$ سطح مقطع واکنش $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ ، dE/dx توان توقف دوترون‌ها در هدف گرافیت و E_d انرژی دوترون‌های فرودی است.

برای محاسبه y_{tt} ، داده‌های سطح مقطع واکنش $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ را از پایگاه داده‌های EXFOR [5] به دست آورده از کد SRIM [6] برای محاسبه توان توقف واکنش استفاده می‌کنیم.

تعداد هسته‌های نیتروژن-۱۳ از حاصل ضرب تعداد یون‌های دوترون در بازده هدف ضخیم به دست می‌آید.

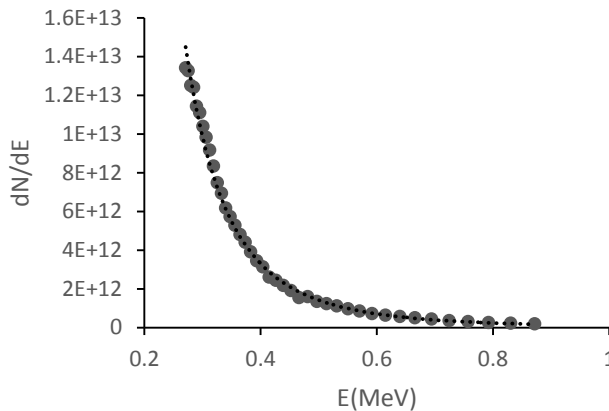
$$N_{13N} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dN_d}{dE} \times y_{tt} dE \quad (2)$$

طیف دوترون از قانون تجربی توان به شکل زیر پیروی می‌کند: [4,7,8]

$$\frac{dN_d}{dE} = KE^{-n} \quad (3)$$

در این رابطه n و K ثابت‌های تجربی هستند. از میان ۱۲ طیف تجربی دوترون، موجود در مرجع [9] که در دستگاه پلاسمای کانونی NX2 تولید، و توسط طیف سنج مغناطیسی اندازه گیری شده است یکی را برگزیده و با تابع بالا برازش می‌کنیم (رابطه ۴).

$$\frac{dN}{dE} = 10^{11} \times E^{-3.802} \quad (4)$$



شکل ۱: طیف دوترون تولید شده در دستگاه پلاسمای کانونی NX2،

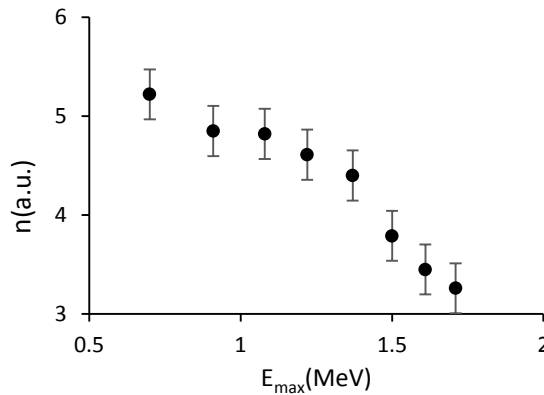
(نقطه‌ها داده‌های آزمایشگاهی [9] و خط چین منحنی برازش شده با نقاط آزمایشگاهی توسط رابطه ۴).

با جایگذاری رابطه ۴ در رابطه ۲ و قرار دادن مقدار کمینه و بیشینه انرژی طیف دوترون از شکل ۱، می‌توان تعداد هسته‌های نیتروژن-۱۳ را محاسبه کرد. مقدار اکتیویته نیتروژن-۱۳ با استفاده از طیف دوترون (در شکل ۱)، به مقدار $A=0/616$ kBq محاسبه شد. اکتیویته گزارش شده در آزمایشگاه با دستگاه NX2 برابر با $A_{exp}=5/2$ kBq بود [4]. دلیل تفاوت اکتیویته محاسبه شده با اکتیویته آزمایشگاهی در مرجع [12] توضیح داده شده است.

۳. بهینه‌سازی تولید رادیو ایزوتوپ‌های کوتاه عمر

مقدار اکتیویته تولیدی توسط دستگاه پلاسمای کانونی تابعی از انرژی دستگاه و نرخ تکرار می‌باشد. با افزایش انرژی دستگاه و نرخ تکرار تعداد دوترون‌های فرودی افزایش می‌یابد و با افزایش تعداد دوترون‌های فرودی مقدار اکتیویته به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. بنابراین اکتیویته به طیف دوترون وابسته است در نتیجه با توجه به پیروی توزیع طیف انرژی دوترون از قانون توان $\frac{dN_d}{dE} \propto E^{-n}$ ، با کاهش n تعداد دوترون‌های فرودی افزایش می‌یابد. بنابراین ابتدا به بررسی رابطه بین n در تابع نمایی (n) و اکتیویته می‌پردازیم و سپس درباره‌ی بهینه‌سازی رادیوایزوتوپ‌های با عمر کوتاه بحث می‌کنیم.

با محاسبه اکتیویته نیتروژن -۱۳ با استفاده از ۳ مجموعه از طیف‌های آزمایشگاهی دوترون (در فشارهای 4,6,8 mbar) [9] نشان داده شد که تعداد دوترون‌های فرودی و انرژی دوترون‌ها هر دو نقشی اساسی در مقدار اکتیویته دارند و با افزایش n تعداد دوترون‌ها و انرژی دوترون‌های فرودی کاهش یافته و مقدار اکتیویته نیز کاهش می‌یابد. به همین منظور با برازش داده‌های آزمایشگاهی [9] با تابع نمایی، تغییرات n (توان تابع نمایی) را بر حسب انرژی بیشینه طیف‌های تجربی دوترون رسم می‌کنیم (شکل ۲). با توجه به شکل ۲، با کاهش انرژی بیشینه دوترون مقدار n افزایش می‌یابد و با بررسی اکتیویته طیف‌های تجربی با افزایش n ، مقدار اکتیویته کاهش می‌یابد.



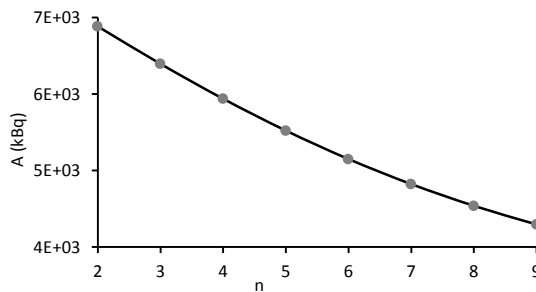
شکل ۲: منحنی تغییرات n در رابطه نمایی $\frac{dN_d}{dE} \propto E^{-n}$ با انرژی بیشینه طیف دوترون.

به علاوه بررسی طیف‌های تجربی [9] نشان می‌دهد با افزایش تعداد دوترون‌های فرودی مقدار n کاهش، و اکتیویته افزایش می‌یابد. بنابراین با بررسی ۳ مجموعه از طیف‌های دوترون به این نتیجه رسیدیم که با کاهش n تعداد ذرات و انرژی؛ و در نتیجه اکتیویته افزایش می‌یابد. این نتیجه را از طریق تئوری (رابطه ۵) نیز نشان می‌دهیم.

رابطه بین n و A از فرمول زیر به دست می‌آید [10].

$$N_{13N} = N_d \frac{1-n}{E_{max}^{1-n} - E_{min}^{1-n}} \times \frac{\alpha}{\Omega} \times \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-n} \times y_{tt} dE \quad (5)$$

که در آن N_d تعداد دوترون‌های خروجی از پینچ و Ω زاویه فضایی دوترون‌های خارج شده از پینچ است. برای اینکه احتمال برخورد همه دوترون‌ها با هدف گرافیت در نظر گرفته شود مقدار Ω ، ۸۰ درجه در نظر گرفته شده است [8,7,10]. برای محاسبه α همان شرایط آزمایشگاه [4] (یک هدف گرافیت با ابعاد $15 \times 15 \times 0.7$) به فاصله 100 cm از پینچ) را در نظر می‌گیریم. با جایگذاری داده‌های موجود در رابطه ۵ منحنی تغییرات اکتیویته بر حسب n (توان تابع نمایی) را رسم می‌کنیم (شکل ۳).



شکل ۳: افزایش اکتیویته با بزرگتر شدن n .

این منحنی با استفاده از رابطه ۵ بدست آمده است.

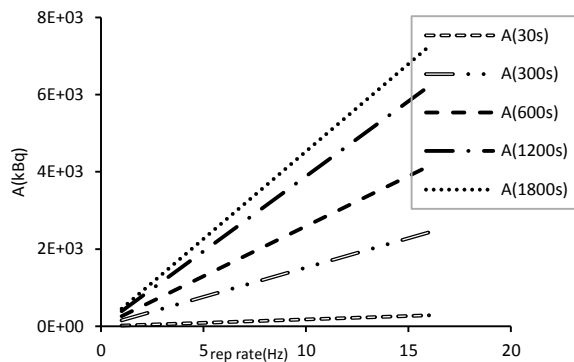
همان‌طور که در شکل ۳ نشان داده‌ایم با کاهش n اکتیویته افزایش می‌یابد و با توجه به نتایج به دست آمده از طیف‌های دوترون، با کاهش n تعداد ذرات افزایش می‌یابد پس به منظور بهینه‌سازی اکتیویته باید تعداد دوترون‌ها را بیفزاییم. یکی از روش‌های افزایش تعداد ذرات، افزایش نرخ تکرار است.

به منظور بررسی اثر نرخ تکرار دستگاه پلاسمای کانونی بر میزان اکتیویته نیتروژن - ۱۳ تولیدی از فرمول زیر استفاده می‌کنیم.

$$A(k) = A_0 \frac{(1 - e^{-\lambda kT})}{(1 - e^{-\lambda T})} \quad (6)$$

این رابطه اکتیویته را بعد از k شات متوالی نشان می‌دهد $[II]$.

تأثیر نرخ تکرار بر میزان اکتیویته در فرکانس‌های 1 Hz, 5 Hz, 10 Hz, 16 Hz در زمان بمباران ۳۰ ثانیه (زمان در نظر گرفته شده در آزمایشگاه [4])، ۳۰۰ ثانیه (۱/۲ نیمه عمر رادیو ایزوتوپ) ۶۰۰ ثانیه (نیمه عمر)، ۱۲۰۰ ثانیه (۲ نیمه عمر)، ۱۸۰۰ ثانیه (۳ نیمه عمر) از طریق رابطه ۶ بررسی کرده و نمودار مربوطه (شکل ۴) را رسم می‌کنیم.

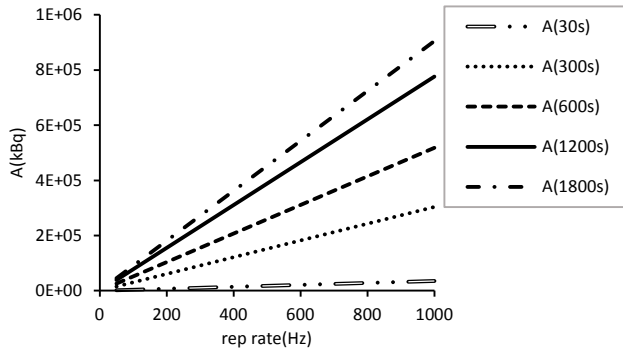


شکل ۴: اکتیویته بر حسب نرخ تکرار.

همان‌طور که در شکل ۴ مشخص است با افزایش نرخ تکرار اکتیویته افزایش می‌یابد به طوری که در نرخ تکرار 1 Hz اکتیویته بعد از یک نیمه عمر (۶۰۰ ثانیه) بمباران هدف برابر است با 0/2 MBq در حالی که در همان زمان بمباران (۱ نیمه عمر) در نرخ تکرار 16 Hz اکتیویته برابر با 4 MBq است. بنابراین نرخ تکرار عاملی بسیار مؤثر در افزایش اکتیویته می‌باشد.

اکتیویته مورد نیاز برای تصویربرداری PET بیشتر از 1 GBq می‌باشد. اکتیویته محاسبه شده برای یکی از طیف‌های تجربی دوترون در نرخ تکرار 16 Hz و زمان بمباران ۶۰۰ ثانیه

$(A_{cal}=8 \text{ MBq})$ از مقدار لازم برای تصویربرداری کمتر است. برای بررسی قابلیت دستگاه پلاسمای کانونی برای تولید مقدار اکتیویته مورد نیاز برای تصویربرداری با استفاده از افزایش نرخ تکرار، اکتیویته در فرکانس‌های بالاتر محاسبه می‌شود. از این رو اکتیویته در فرکانس‌های 50Hz, 100 Hz, 500 Hz, 1 kHz بررسی شد، و نمودار مربوطه رسم گردید.



شکل ۵: اکتیویته بر حسب نرخ تکرار در فرکانس‌های بالا.

همان طور که در شکل ۵ دیده می‌شود اکتیویته در نرخ تکرار 1 kHz بعد از ۱۸۰۰ ثانیه برابر با 0/9 GBq معادل 2 mCi است. البته لازم به ذکر است که رسیدن به این نرخ تکرار بالا به دلیل محدودیت‌های فنی در دستگاه‌های پلاسمای کانونی موجود دشوار است.

۴. نتیجه‌گیری

با بررسی اکتیویته نیتروژن - ۱۳ توسط مجموعه‌ای از طیف‌های تجربی دوترون مشخص شد که اکتیویته به طیف دوترون وابسته است و با کاهش n (توان تابع نمایی)، انرژی و تعداد دوترون‌های فرودی افزایش می‌یابد که منجر به افزایش اکتیویته می‌شود. از آنجایی که افزایش نرخ تکرار دستگاه عاملی برای افزایش تعداد دوترون‌های فرودی است به منظور بهینه‌سازی اکتیویته می‌توانیم از افزایش نرخ تکرار استفاده کنیم.

نتایج بررسی‌های انجام شده نشان داد که در نرخ تکرار 1 Hz بعد از یک نیمه عمر (600 s) بمباران هدف، اکتیویته برابر با 0/2 MBq می‌شود. درحالی که در همان زمان بمباران در نرخ تکرار 10 Hz اکتیویته برابر با 2 MBq بود. پس اکتیویته و نرخ تکرار با یکدیگر رابطه‌ای خطی دارند. به طور کلی می‌توان ادعا کرد که با افزایش نرخ تکرار، امکان افزایش اکتیویته در یک دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدر وجود خواهد داشت که این افزایش بسیار قابل توجه است.

۵. منابع

- [1] R.L. Gulickson, W.L. Pickles, D.F. Price, H.L. Salhin, and T.E. Wainwright, "The Second International Conference on Energy Storage, Compression, and Switching", Venice, Italy, December 5-8, 1978.
- [2] J.S. Brzosko, K. Melzacki, C. Powell, M. Gai, "Application of Accelerators in Research and Industry", Sixteenth Int'l. Conf., CP576, 2001.
- [3] E. Angeli, A. Tartari, M. Frignani, V. Molinari, D. Mostacci, F. Rocchi, M. Sumini, *Nucl. Technol. Radiat. Protection*, **XX**, No. 1 (2005) 33 - 37.
- [4] M.V. Roshan, S.V. Springham, R.S. Rawat, P. Lee, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38**, No.12, (2010) 3393-3397.
- [5] V. Zerkin, (2014), "Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)", Available at: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>. Last accessed 22th April 2013.
- [6] J.F. Ziegler, (2013), "SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter", Available at: <http://www.srim.org/>. Last accessed 22th April 2013.
- [7] M. Sadowski, A. Szydowski, M. Scholz, H. Kelly, A. Marquez, A. Lepone, *Radiation Measurements* **31** (1999) 185-190.
- [8] M. Sadowski, M. Moroso, R. Pouzo, *J. Nukleonika.* **45**, No. 3 (2000) 179-184.
- [9] M.V. Roshan, S.V. Springham, A. Talebitaher, R.S. Rawat, P. Lee, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **52** (2010) 085007.
- [10] B. Bienkowska, S. Jednorog, I.M. Ivanova-Stanik, M. Scholz, A. Szydowski, *Acta physica slovacica* **54**, No. 4 (2004) 401 - 407.

[11] B. Shirani and F. Abbasi, *J. Fusion Energy*, **32**, No. 2 (2013) 235-241.

[۱۲] ساعد، م. پایان‌نامه کارشناسی ارشد، "بهینه‌سازی تولید رادیوایزوتوپ‌های کوتاه عمر در سامانه‌ی پلاسمای کانونی"، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران مرکزی (۱۳۹۲).