

روشنی برای اندازه گیری طیف زمانی انرژی نوترون های گسیل شده در دستگاه های پلاسمای کانونی

شروین گودرزیⁱ، رضا امراللهیⁱⁱ، هادی یزدانیⁱⁱⁱ

چکیده

یکی از اطلاعات بسیار مهم در شناسایی و تحلیل مکانیزم تولید و گسیل نوترون ها در دستگاه های پلاسمای کانونی، طیف زمانی انرژی نوترون های گسیل شده است. در دو دهه گذشته برای به دست آوردن این طیف از سیگنال های نوترونی ثبت شده به طور هم زمان توسط چندین آشکارساز که در فواصل مختلفی از دستگاه قرار دارند، روش هایی ارائه شده است. در تمامی این روش ها که بر روش تحلیل زمان پرواز مبتنی هستند طیف زمانی انرژی نوترون ها از حل معادله انتگرالی ربط دهنده توزیع سرعت نوترون ها به شار نوترونی وابسته به زمان به دست می آید، اما حل این معادله انتگرالی بسیار پیچیده است و روش های پیشنهاد شده برای حل آن نواقصی دارند. در این مقاله برای حل این معادله انتگرالی و به دست آوردن طیف زمانی انرژی نوترون ها روش جدیدی براساس تحلیل موجک ها ارائه شده است که از جنبه های مختلف بر سایر روش ها برتری دارد. با اعمال این روش به نتایج آزمایش های انجام شده در دستگاه پلاسمای کانونی بزرگ پوزنیدون (۱۰۰ kV, ۷۸۰ kJ) مشاهده شد که نتایج به دست آمده از این روش برای طیف انرژی نوترون ها و انرژی متوسط آن ها در زمان های مختلف، معقول بوده و در محدوده مورد انتظار قرار دارند

کلمات کلیدی

پلاسمای کانونی، طیف زمانی انرژی نوترون ها، مکانیزم گرما هسته ای، بر هم کنش اشعه - هدف، معادله انتگرالی، روش جداسازی متغیرها، مسئله بدخیم، هادامارد

A Method for Measuring the Time – Resolved Spectrum of the Neutrons Emitted in Plasma Focus Devices

S.Goudarzi, R.Amrollahi, H.Yazdani

ABSTRACT

Time – resolved spectrum of the neutrons emitted from Plasma Focus devices is a very important piece of information for description of neutron generation mechanism in these devices. In the last two decades, some methods were presented to evaluate this spectrum from the signals of various neutron detectors placed at different distances from the device. All of these procedures are based on the time of flight analysis method, the time – resolved neutron spectrum is derived from solving the integral equation which relates the velocity spectrum of neutrons to time – resolved neutron flux. But the solution of this equation is very complicated and each of presented methods has deficiencies. In this paper a new method is presented on the base of

ⁱ استادیار، پژوهشکده فیزیک پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران، انتهای خیابان کارگر شمالی، تلفن ۸۲۰۶۳۸۳۳، فاکس ۸۸۰۲۳۵۴۷، پست الکترونیک shgoudarzi@yahoo.com

ⁱⁱ دانشیار، دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، خیابان حافظ، تلفن ۶۴۵۴۲۵۷۲، پست الکترونیک ramrollahi@yahoo.com

ⁱⁱⁱ کارشناس، پژوهشکده فیزیک پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، سازمان انرژی اتمی ایران

wavelet analysis for solution of this equation to derive the time – resolved energy spectrum. This method is more efficient than the previous ones in different aspects. Using this method for analyzing the results of Poseidon Plasma Focus device (780 kJ, 100 kV), it is observed that its results for neutron energy spectrum and the average energy of neutrons are acceptable.

KEYWORDS

Plasma Focus, time – resolved energy spectrum, thermonuclear, beam – target interaction, integral equation, variable separation method, ill – posed problem, Hadamard

گرما هسته‌ای اشعه - هدف در تولید نوترون‌ها اطلاعات زیادی به دست آورد [۱۳ - ۱۱]. متأسفانه به علت دقت کم روش‌های موجود برای طیف نگاری نوترون‌ها، این امر در دستگاه‌هایی مانند پلاسمای کانونی به سادگی عملی نیست. روش‌های تحلیل زمان پرواز (TOF)، ورقه‌های امولسیون هسته‌ای و آشکارسازهای جامد رد پای هسته‌ای که در این دستگاه‌ها برای یافتن طیف انرژی نوترون‌ها به کار می‌روند قادر به تعیین اطلاعات زمانی طیف نیستند و بنابراین دینامیک فرآیندهای گداخت در پلاسمای کانونی عملاً ناشناخته باقی می‌ماند [۱۳ - ۱۱].

بررسی تغییرات زمانی طیف انرژی نوترون‌ها در پلاسمای کانونی و چشمه‌های پالسی نوترون با روش‌های طیف نگاری مبتنی بر تحلیل زمان پرواز انجام می‌شود [۱۳ - ۱۱]. در این روش‌ها سیگنال نوترون توسط تعدادی از آشکار سازهای مرکب از سینتیلاتور پلاستیکی سریع و یک لامپ فتومالٹی پلایر متصل به آن که در فواصل مختلفی از دستگاه قرار دارند به طور هم زمان ثبت می‌شود و سپس طیف زمانی انرژی نوترون از حل عددی معادله انتگرالی ربط دهنده توزیع سرعت نوترون به شار نوترونی ثبت شده در فواصل مختلف از دستگاه، به دست می‌آید. برای حل این معادله روش‌های مختلفی به کار رفته اند که از آن میان می‌توان به روش‌های تکرار [۱۴]، جداسازی متغیرها [۱۱ و ۱۲] و تبدیل لاپلاس با کمک کامپیوتر [۱۳] اشاره کرد. روش‌های تبدیل لاپلاس و تکرار به فواصل پرواز طولانی (به ترتیب حدود ۸۰ و ۱۴۰ متر) و تعداد زیادی آشکار ساز (۵ تا یا بیشتر) نیاز دارند [۱۲]. در این مقاله روش جدیدی بر اساس جداسازی متغیرها برای حل این معادله ارائه شده و از آن برای به دست آوردن طیف زمانی انرژی نوترون‌های گسیل شده در آزمایشی که با دستگاه پلاسمای کانونی بزرگ پوزئیدون (۷۸۰kJ, ۱۰۰kV) انجام شده است استفاده نموده ایم. نتایج به دست آمده با این روش برای طیف انرژی نوترون‌ها و انرژی متوسط آن‌ها در زمان‌های مختلف، در محدوده مورد انتظار و قابل قبول قرار دارند.

۱- مقدمه

گسیل نوترون از تخلیه های پالسی با توان بالا در دوتریم در سال ۱۹۵۲ در شوروی سابق کشف شد [۱ و ۲]. از اولین آزمایشات انجام شده با پلاسمای کانونی در اوایل دهه ۱۹۶۰ نیز هنگامی که گاز به کار رفته حاوی دوتریم با چگالی مناسبی بود گسیل مقادیر قابل توجهی از نوترون‌های حاصل از گداخت هسته‌ای مشاهده شد [۳ و ۴]. اکثر نوترون‌های تولید شده در این دستگاه‌ها حاصل واکنش گداخت ${}^2_1\text{D} + {}^2_1\text{D} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$ هستند ولی اگر گاز داخل محفظه حاوی تری تیم هم باشد تولید نوترون بر اثر واکنش گداخت ${}^2_1\text{D} + {}^3_1\text{T} \rightarrow {}^4_2\text{He} + n$ نیز رخ خواهد داد [۳ - ۶]. با وجود اهمیت کاربردی دستگاه‌های پلاسمای کانونی به عنوان چشمه‌های پالسی نوترون و تحقیقات گسترده انجام شده در چهار دهه گذشته مکانیزم تولید و گسیل نوترون‌ها در این دستگاه هنوز به طور کامل شناخته نشده است [۵ - ۹]. برای تشریح چگونگی وقوع واکنش‌های گداخت و تولید نوترون در پلاسمای کانونی دو مکانیزم گرما هسته‌ای و غیر گرما هسته‌ای پیشنهاد شده اند [۸ و ۶]. هر یک از این مدل‌های پیشنهاد شده مشخصه‌های مکانی و زمانی و طیفی متفاوتی را پیش بینی می‌کنند و هیچ یک با نتایج تجربی توافق کامل ندارند [۳ - ۱]. مکانیزم واقعی تولید و گسیل نوترون در پلاسمای کانونی بسیار پیچیده تر از مدل‌های ساده ذکر شده است و تنها با اندازه گیری های دقیق با دقت تفکیک انرژی، فضایی و زمانی کافی می‌توان تا حدی به آن پی برد [۱۰]. در مجموع از بررسی نتایج آزمایش‌های مختلف مشخص شده است که معمولاً هر دو مکانیزم گرما هسته‌ای و غیر گرما هسته‌ای به طور هم زمان در تولید نوترون در پلاسمای کانونی دخالت دارند و سهم هر یک از آن‌ها در تولید نوترون شدیداً به شرایط آزمایش و مشخصات دستگاه مورد استفاده بستگی دارد.

از مطالعه طیف زمانی انرژی نوترون‌های تولید شده بر اثر گداخت هسته‌ای می‌توان درباره طیف انرژی یون‌های پلازما و چگونگی شتاب گیری آن‌ها و در نتیجه نقش مکانیزم غیر

۲- روش به کار رفته و نتایج حاصله

گداخت لیزری، شکافت، مطالعه بر روی نوترون‌های حرارتی و اندازه‌گیری طیف انرژی چشمه‌های اتم‌های خنثی [۱۱].

معادله (۲) نیز یک مسئله بدخیم از دیدگاه هادامارد است و حل عددی آن با روش‌های استاندارد عملی نخواهد بود. معمولا حل چنین معادلاتی با روش‌های مبتنی بر مینیمم سازی انجام می‌شود [۱۱ و ۱۲]. در این مقاله برای حل این معادله روش جدیدی بر اساس تحلیل موجکی ارائه شده است، بدین ترتیب که ابتدا با استفاده از پایه‌های موجک و روش Collocation، معادله انتگرالی به یک سیستم معادلات خطی تقلیل داده می‌شود [۱۵] و سپس برای حل آن روش گرادیان مزدوج به کار می‌رود.

در این جا برای به دست آوردن عبارت سمت راست معادله (۲) یعنی $G(u, t)$ ، از شارهای نوترون ثبت شده $(S(x, T))$ در محل‌های مختلف که در آزمایشی با دستگاه پلاسمای کانونی پوزیسیون به وسیله هفت آشکار ساز ثبت شده بودند استفاده می‌شود. بدین ترتیب که از شکل (۱) و با استفاده از نرم افزار فتوشاپ، $S(x, T)$ در هفت نقطه (x_i, t_0) ; $i = 1, \dots, 6$ در زمان $t = t_0$ بدست می‌آید و سپس با روش انتگرال گیری سیمپسون مقدار انتگرال در سمت راست معادله (۲) محاسبه می‌شود. سپس برای محاسبه مشتق جزئی نسبت به t ، با تغییرات بسیار کوچکی در مقدار t مجددا مقدار انتگرال سمت راست را به ازای t های جدید محاسبه کرده و با استفاده از فرمول مشتق گیری عددی زیر مقدار مشتق جزئی نسبت به t را تقریب می‌زنیم.

$$f'_i \cong \frac{2f_{i+1} - \frac{1}{2}f_{i+2} - \frac{3}{2}f_i}{h} \quad (3)$$

f_i مقدار f در نقطه $t = t_i$ است، t_i ها متساوی الفاصله در نظر گرفته می‌شوند و $h = t_{i+1} - t_i$ است تمام این محاسبات با Excel انجام شده‌اند. باید توجه کرد که اسکن کردن شکل سیگنال‌های نوترون از روی مقاله چاپ شده و استخراج اطلاعات شار لحظه‌ای نوترون از آن‌ها خطایی اجتناب ناپذیر را در کار وارد می‌کند، با این وجود نتایج به دست آمده معقول و مورد انتظار بوده‌اند.

معادله انتگرالی ربط دهنده طیف زمانی سرعت $f(v, t)$ نوترون‌های گسیل شده از یک چشمه نوترونی به شار قابل اندازه گیری آن در زمان T و در فاصله x از چشمه که با $S(x, T)$ نشان داده می‌شود به شکل زیر است [۱۱ و ۱۲]:

$$S(x, T) = \int_{v_1}^{v_2} dt \int_{v_1}^{v_2} f(v, t) \delta(t - T + \frac{x}{v}) dv \quad (1)$$

$$= \int_{\max(\frac{x}{T}, v_1)}^{v_2} f(v, T - \frac{x}{v}) dv$$

v_1 و v_2 مرزهای محدوده سرعت نوترون و ΔT مدت زمان گسیل نوترون و δ تابع دلتای دیراک است. در حل این معادله دو مشکل عمده وجود دارد [۱۱ و ۱۲]: ۱- این معادله دو بعدی است ۲- این معادله یک مسئله بدخیم از دیدگاه هادامارد است یعنی پاسخ آن برای تغییرات کوچکی در تابع معلوم $S(x, T)$ یعنی در نتایج تجربی پایدار نیست.

با استفاده از روش جداسازی متغیرها، معادله (۱) به معادله‌ای یک بعدی به شکل زیر تبدیل می‌شود [۱۱ و ۱۲]:

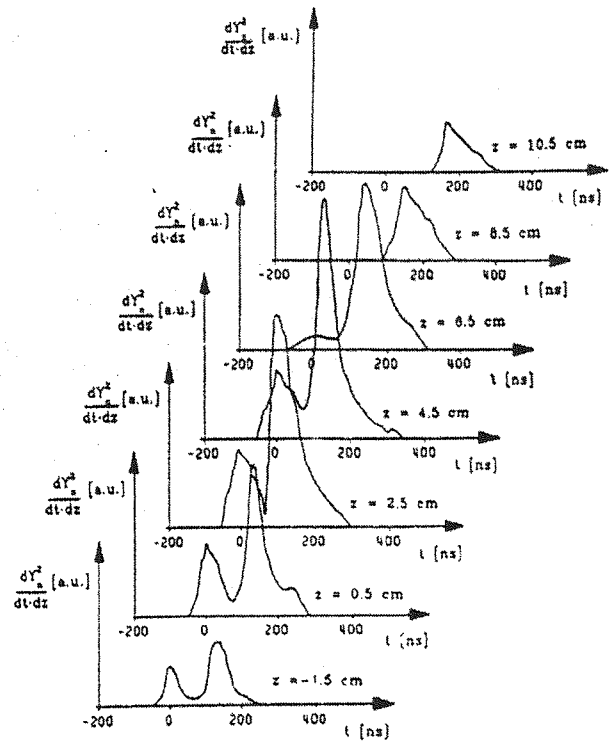
$$\int_{v_1}^{v_2} f(v, t) \frac{uv}{u-v} dv = \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_x^X S(x, t + \frac{x}{u}) dx = G(u, t)$$

این یک معادله انتگرالی فردهلم نوع اول با متغیر v است که در آن یک پارامتر به شمار می‌رود و u مقدار ثابتی است $(u \notin [v_1, v_2])$. عبارت سمت راست معادله یعنی $G(u, t)$ از اندازه گیری تجربی شار نوترون‌ها در مکان‌های مختلفی که از نزدیکی چشمه نوترون آغاز می‌شوند و تا فاصله X_{max} از چشمه ادامه دارند به دست می‌آید. مقدار طول پرواز کل X_{max} اصولا مقداری اختیاری است ولی باید از یک مقدار حداقل بیشتر باشد تا تغییرات وابستگی زمانی شار ثبت شده (سیگنال) نوترون از یک آشکارساز به آشکارساز بعدی در حرکت از چشمه نوترون تا آخرین آشکارساز به طور قابل ملاحظه‌ای از خطاهای تجربی بیشتر باشد [۱۱ و ۱۲]. در این روش تعداد آشکار سازهای لازم کم تر از روش‌های تکرار و تبدیل لاپلاس است و استفاده از چهار آشکار ساز کفایت می‌کند، هم چنین مقدار مناسب طول پرواز کل بین ۲۰ تا ۲۰ متر است که در مقایسه با روش های ذکر شده خیلی کم تر است [۱۲]. روش جدا سازی متغیرها و معادلات حاصل از آن در هر آزمایشی که در آن پالس‌های قدرتمند و پهن از هرگونه نره‌ای که آزادانه در فضا حرکت می‌کند گسیل شود قابل استفاده هستند، از جمله در سایر آزمایش‌های گداخت مانند

با استفاده از پایه‌های موجک هار و با گسسته سازی Collocation، مسئله منجر به حل سیستم جبری $Ax = b$ می‌شود که $A_{16 \times 16}$ ماتریس ضرایب سیستم است. با انتخاب مقادیر ثابتی برای t ($t = t_0$) ابتدا مقدار بردار سمت راست $(b_{16 \times 1})$ و سپس با حل مسئله $f_1(z, t_0)$ را به دست می‌آوریم، سپس برای یافتن $f(v, t_0)$ ، با استفاده از درون یابی نیوتن $f_1(z, t_0)$ را درون یابی می‌کنیم و بعد با اعمال تغییر متغیر معکوس $f(v, t_0)$ را به دست می‌آوریم. در شکل‌های ۲ تا ۴ نتایج به دست آمده $f(v, t)$ به ترتیب برای زمانهای $t_1 = 0$ ، $t_2 = 40$ ns و $t_3 = 80$ ns مشاهده می‌شوند. در شکل ۵ نیز تغییرات قله طیف انرژی نوترون‌ها با زمان نشان داده شده است. تمامی محاسبات تا رسیدن به دستگاه معادلات خطی $Ax = b$ با نرم افزار MAPLE 8 و حل دستگاه مورد نظر با نرم افزار MATLAB 6.5.1 انجام شده اند.

از بررسی شکل‌های ۲ تا ۵ ملاحظه می‌شود که مقدار انرژی مربوط به قله طیف انرژی نوترون‌های گسیل شده همیشه مقداری بیشتر از قله مربوط به گداخت گرما هسته‌ای ($2/40$ MeV) است که این مقدار با گذشت زمان کاهش می‌یابد به طوری که در زمان‌های $t \geq 60$ ns چندان زیاد نیست و می‌توان آن را به خطای ناگزیری که از نحوه استخراج اطلاعات ما از روی شکل سیگنال‌های چاپ شده در مقالات ناشی می‌شود نسبت داد. بدین ترتیب به نظر می‌رسد که در این زمان‌ها فرآیند گرما هسته‌ای مکانیزم غالب در تولید نوترون باشد، ولی مقدار این تفاوت در زمان‌های $t \leq 40$ ns به قدری زیاد است که بی تردید نشانه‌ای بر نقش قابل توجه مکانیزم غیر گرما هسته‌ای برهم کنش اشعه - هدف در تولید نوترون به شمار می‌رود. کاهش انرژی قله طیف نوترون‌ها با زمان می‌تواند نشانه کاهش انرژی اشعه یونی با زمان نیز باشد، البته با توجه به این که اطلاعات اولیه‌ای که ما از شکل سیگنال‌های دستگاه پوزیسیون استخراج کرده‌ایم چندان دقیق نیستند این تحلیل‌ها نیز از دقت و قطعیت کامل برخوردار نخواهند بود و به این نتایج باید تنها به صورت محکی برای کارایی روش ارائه شده نگریست، زیرا همان طوری که گفته شد تغییرات مختصری در نتایج تجربی می‌تواند تاثیر زیادی بر جواب معادله داشته باشند. به هر حال این روش با حداقل اطلاعات جواب‌هایی را برای طیف نوترون و قله آن به دست داده است که در ناحیه منطقی و مورد انتظار برای نتایج مربوط به دستگاه‌های پلاسمای کانونی قرار دارند. یک مطالعه دقیق تر با این روش زمانی انجام خواهد شد که ما در آزمایشگاه خود



شکل (۱): نمونه ای از نتایج ثبت شده توسط هفت آشکارساز مشابه قرار گرفته در فواصل مختلف از دستگاه پلاسمای کانونی پوزیسیون [۱۴].

با توجه به اینکه عبارت سمت راست معادله (۲) با دو پار بکارگیری روش‌های تقریبی عددی بدست می‌آید و شار نوترون‌ها نیز توسط آشکارسازهایی که مصون از خطا نیستند ثبت می‌شود در داده‌های سمت راست این معادله انتظار خطا می‌رود و از آن جا که مسئله بدخیم است پس جواب آن پایدار نخواهد بود، بنابراین با روش‌های استاندارد رایج نمی‌توان این معادله انتگرالی را حل کرد [۱۲]. لذا برای حل آن از روش تحلیل موجکی استفاده می‌کنیم، در این جا بنابر شرایط مسئله حدود انتگرال گیری را $v_1 = 1/85$ cm/ns و $v_2 = 2/47$ cm/ns که به ترتیب با انرژی‌های $E_1 = 1/8$ MeV و $E_2 = 2/2$ MeV برای نوترون متناظرند در نظر گرفته ایم. بدین ترتیب معادله (۲) به شکل زیر در می‌آید.

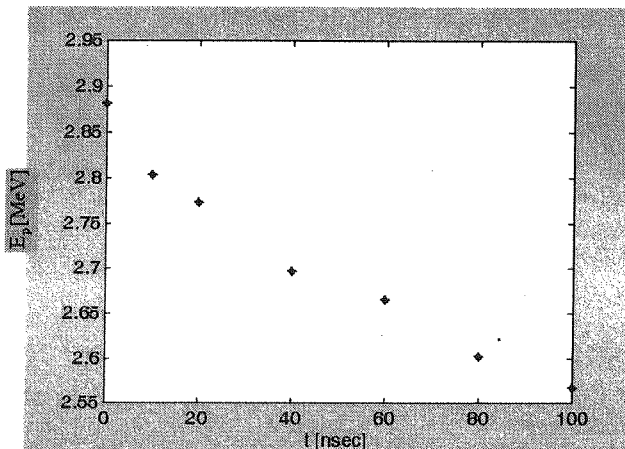
$$\int_{1/85}^{2/47} f(v, t) \frac{uv}{u-v} dv = G(u, t) \quad (4)$$

با تغییر متغیر $Z = \frac{v-1/85}{.62}$ حدود انتگرال گیری را به

$$Z_1 = 0 \text{ و } Z_2 = 1 \text{ تبدیل می‌کنیم}$$

$$\int_0^1 \frac{.062 u (1/85 + .62 Z) f_1(z, t)}{u - 1/85 - .62 Z} dz = G(u, t) \quad (5)$$

$$f_1(z, t) = f(1/85 + .62 Z, t)$$



شکل ۵: تغییرات قله طیف انرژی نوترون ها با زمان

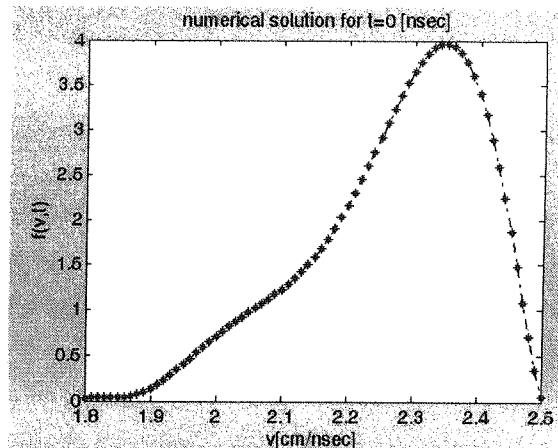
۳- نتیجه گیری

ما در این مقاله برای به دست آوردن طیف انرژی نوترون‌های گسیل شده در دستگاه‌های پلاسمای کانونی روشی ارائه کرده‌ایم که بر اساس آن با حل عددی معادله انتگرالی ربط دهنده طیف سرعت نوترون‌ها به شار نوترونی ثبت شده در فواصل مختلف از دستگاه به روش تحلیل موجکی، این طیف به دست می‌آید. این روش از جنبه‌های مختلف مانند تعداد آشکارسازهای لازم و طول کل پرواز مورد نیاز بر سایر روش‌های ارائه شده برتری دارد. با استفاده از این روش برای تحلیل نتایج آزمایشی که در دستگاه پلاسمای کانونی بزرگ پوزنیدون انجام شده است طیف انرژی نوترون‌های گسیل شده از این دستگاه در زمان‌های مختلف و تغییرات قله طیف انرژی نوترون‌ها با زمان را بررسی کردیم. مشاهده شد که نتایج به دست آمده قابل قبولند و در محدوده مورد انتظار برای دستگاه‌های پلاسمای کانونی قرار دارند، ولی به دلیل دقیق نبودن اطلاعات اولیه نمی‌توان بر دقت کافی این نتایج و قاطعیت تحلیل‌های انجام شده بر اساس آن‌ها پای فشرد و تحلیل‌های دقیق‌تر را باید به مرحله بعد و استفاده از نتایج آزمایشهای خود موکول کرد.

۴- مراجع

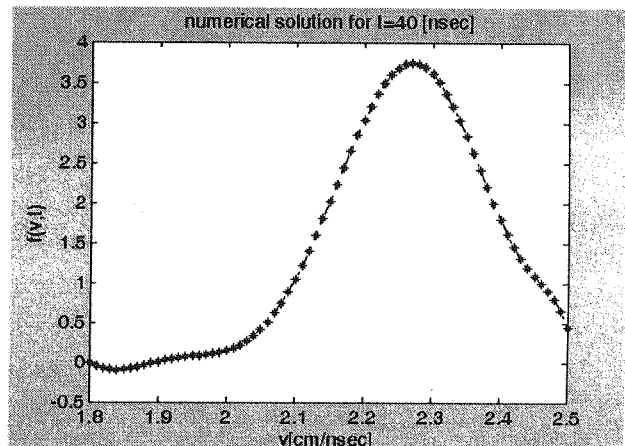
- [۱] Vikhrev, V.V.; 'Mechanism for neutron production in Z - pinches', Sov. J. Plasma Phys. 12 (4), p.p. 262 - 270, 1986
- [۲] Trubnikov, B.A.; 'Particle acceleration and neutron production at the neck of plasma pinches', Sov. J. Plasma Phys. 12 (4), p.p. 271- 283, 1986.
- [۳] Bernard, A. et al; 'The Dense Plasma Focus - A High Intensity Neutron Source', Nucl. Instr. Methods, 145, p.p. 191- 218, 1977.

آشکارسازهای لازم. (حداقل چهار آشکارساز سینتیلاتور پلاستیکی سریع + فتومالتی پلایر) و گاز دوتریم به مقدار کافی در اختیار داشته باشیم تا با انجام آزمایشات لازم و دقیق از نتایج آن‌ها استفاده کنیم.



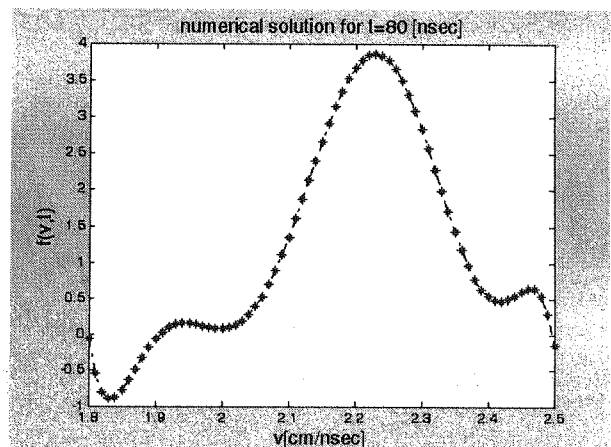
$$E_p = 2/882 \text{ MeV}$$

شکل ۲: طیف انرژی نوترون به دست آمده برای زمان $t = 0$



$$E_p = 2/697 \text{ MeV}$$

شکل ۳: طیف انرژی نوترون به دست آمده برای زمان $t = 40 \text{ ns}$



$$E_p = 2/602 \text{ MeV}$$

شکل ۴: طیف انرژی نوترون به دست آمده برای زمان $t = 80 \text{ ns}$

- Conrads, H.; *Dense Plasma Focus as a Neutron Source for Fusion Research*, Nucl. Sci. Eng. 106, p.p. 299–307, 1990. [۴]
- Castillo Mejia, F.; Milanese, M.; Moroso, R.; Pouzo, J.; *Some experimental research on anisotropic effects in the neutron emission of dense plasma focus devices*, J. Phys. D: Appl Phys. 30, p.p. 1499–166, 1997. [۵]
- Castillo, F.; Milanese, M.; Moroso, R.; Pouzo, J.; *Evidence of thermal and non – thermal mechanisms coexisting in dense Plasma Focus D – D nuclear reactions*, J. Phys. D: Appl Phys. 33, p.p. 141–147, 2000. [۶]
- Aliaga – Rossel, R.; Choi, P.; *Experimental Observation of the Spatial Anisotropy of the Neutron Emission in a Medium Energy Plasma Focus*, IEEE Trans. Plasma Sci. Vol 26 No 4, p.p. 1138–1145, 1998. [۷]
- Zakallah, M.; Akhtar, I.; Murtaza, G.; Waheed, A.; *Imaging of fusion reaction zone in Plasma Focus*, Physics of Plasmas, Vol 6, No 8, p.p. 3188–3193, 1999. [۸]
- Jager, U.; Herold, H.; *Fast Ion Kinetics and Fusion Reaction Mechanism in the Plasma Focus*, Nucl. Fusion, Vol 27, No 3, p.p. 407–423, 1987. [۹]
- Schmidt, H. et al; *Review of Recent Experiments with the Megajoule PF – 1000 Plasma Focus Device*, International Center for Dense Magnetized Plasmas, Warsaw, Poland, Research Report, 2002. [۱۰]
- Vlad, M.; *A Time Resolving Spectrometry Method For Particles Emitted In Intense Bursts*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 227, p.p. 327–334, 1984. [۱۱]
- Vlad, M.; Ganciu, M.; Ivascu, M.; Mandache, N.; Spineanu, F.; Zoita, V.; *Preliminary Results On Time Resolving Spectrometry For Neutrons Emitted In Plasma Focus Discharges*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A274, p.p. 613–615, 1989. [۱۲]
- Schmidt, R.; Herold, H.; *A Method For Time Resolved Neutron Spectroscopy On Short Pulsed Fusion Neutron Sources*, Plasma Phys. Control. Fusion, Vol 29 No 4, p.p. 523–534, 1987. [۱۳]
- A Proposal For International Center For Dense Magnetized Plasmas*, Unesco, 1991. [۱۴]
- Atkinson, K. E.; *The numerical solution of integral equations of the second kind*, First Edition, Cambridge University Press, 1997. [۱۵]