

اندازه‌گیری قطبش باریکه دوترون قبل و بعد از شتاب گرفتن

احمد رضانی مقدم آرائی و معصومه حسینی

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان

پست الکترونیکی: ramezamo@kashanu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۲/۱۱/۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۴/۱۱/۱۰)

چکیده

اندازه‌گیری قطبش باریکه‌ها در آزمایش‌های پراکندگی، با دقت بالا و هزینه‌ی حتی الامکان پایین ضروری است. در این راستا قطبش باریکه دوترون در خط پرتو کم انرژی با روشی آسان و کم هزینه و در زمانی کوتاه به وسیله قطبش‌سنج جابه‌جایی لمب (LSP) و قطبش در خط پرتو با انرژی بالا توسط BINA اندازه‌گیری شده است. در انرژی پایین، باریکه‌ای از دوترون‌های قطبیده بعد از خروج از منبع یون قطبیده، POLIS، کند شده و روی سیستم آشکارسازی LSP متمرکز می‌شوند، سه تشدید در محدوده ۵۲ mT تا ۶۳ mT توزیع حالت‌های اسپینی مختلف باریکه قطبیده دوترون را نشان می‌دهد. در خط پرتو انرژی بالا اندازه‌گیری با به کارگیری آشکارساز BINA در واکنش $H(d,dp)$ انجام شده است و نسبت عدم تقارن σ/σ_0 به عنوان تابعی از زاویه سمتی φ به دست آمده و با داشتن مقادیر قدرت آنالیز این نسبت برای استنتاج قطبش استفاده گردیده است. نتایج حاصل از این تحقیق نشان می‌دهد که قطبش باریکه دوترونی که تا انرژی ۱۳۰ MeV شتاب گرفته است قبل و بعد از شتاب تقریباً یکسان است.

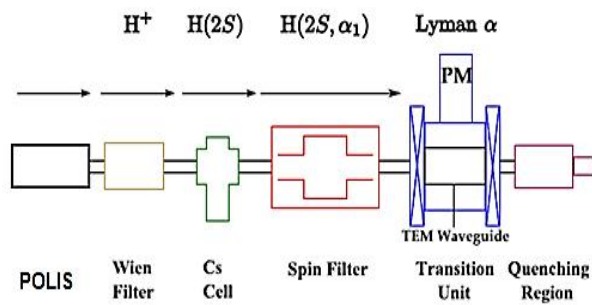
واژه‌های کلیدی: اسپین هسته‌ای، قطبش، قطبش‌سنج جابه‌جایی لمب، سطح مقطع، قدرت آنالیز، پراکندگی کشتان

۱. مقدمه

سیستم‌های چند نوکلئونی نیست و مخصوصاً مشاهده پذیرهای اسپینی در برخی موارد اختلاف نسبتاً بیشتری با مقادیر تجربی نشان می‌دهند. بنابراین شناخت ما از نیروی هسته‌ای و مخصوصاً بخش اسپینی آن ناکامل است [۲]. در راستای بهبود شناخت نیروی هسته‌ای آزمایش پراکندگی $d \vec{d}$ با پرتو دوترون قطبیده در مؤسسه تحقیقات فیزیک هسته‌ای هلند در انرژی میانی ۱۳۰ MeV انجام شده است. در این پراکندگی، چهار نوکلئونی که در برهم‌کنش با هم قرار می‌گیرند چهار پیکربندی سه تایی تشکیل می‌دهند، بنابراین نیروی ۳NF حداقل

عدم توانایی پتانسیل‌های دو نوکلئونی در توصیف مشاهده پذیرهای سیستم‌هایی با بیش از دو نوکلئون منجر به پیشنهاد پتانسیل‌های مرتبه بالاتر شد. فوجیاتا و میوزاوا^۱ نیروی هسته‌ای سه نوکلئونی (۳NF) را با تبادل دو پیون بین سه نوکلئون و ایجاد یک حالت برانگیخته میانی توصیف کردند [۱]. اما این پتانسیل نیز قادر به توصیف دقیق و کامل مشاهده پذیرهای

۱. Fujita and Miyazawa



شکل ۱. طرحی شماتیک از قطبش سنج جابه‌جایی لمب.

که N_+ ، N_- و N_0 به ترتیب جمعیت هر یک از حالت‌های اسپینی $S_z = 1$ ، $S_z = -1$ ، و $S_z = 0$ را نشان می‌دهد. منبع یون قطبیده POLIS^۱، به عنوان یک تزریق کننده ذرات به شتاب دهنده AGOR قادر است باریکه پروتون و دوترون با چگالی و قطبش بالا تولید کند [۷]. در POLIS ابتدا مولکول‌های دوترون به صورت اتم درآمده سپس به وسیله انواع میدان‌های الکترومغناطیسی مناسب، انتقال‌هایی بین ترازهای فوق ریز صورت می‌گیرد و در مرحله آخر باریکه به یون تبدیل می‌شود. قسمتی از باریکه روی دستگاه قطبش سنج LSP متمرکز شده و از چندین واحد عبور می‌کند که به ترتیب عبارتند از: فیلتر وین، سلول سزیم، فیلتر اسپین، واحد انتقال و منطقه فرونشانی. در طول مسیر یک میدان مغناطیسی یکنواخت و به اندازه کافی بزرگ اسپین الکترونی و هسته ای را جفت نشده نگه می‌دارد و مانع تغییر میزان قطبش هسته‌ای می‌شود. این میدان مغناطیسی در عین حال باعث شکافتگی تراز $2S_{1/2}$ می‌شود. در این شکافتگی حالت با اسپین الکترونی رو به بالا، α ، و حالت رو به پایین، β ، نامیده می‌شود و به همین ترتیب تراز $2S_{1/2}$ در میدان مغناطیسی به دو تراز e و f برای اسپین الکترونی رو به بالا و پایین جدا می‌شود (اثر زیمن). شکل ۱ طرحی از قطبش سنج جابه‌جایی لمب را نشان می‌دهد.

فیلتر وین شامل میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی عمود بر هم است. چرخش سمتی میدان B ، زاویه بردار قطبش را نسبت به محور Z تعیین می‌کند و میدان E در فیلتر وین برای جبران انحراف ناشی از میدان مغناطیسی تنظیم می‌شود.

در بخش‌هایی از فضای فاز به صورت مؤثر عمل می‌کند. این آزمایش به مدت دو هفته در آزمایشگاه فیزیک هسته‌ای هلند انجام شد و داده‌های کانال‌های مختلف پراکندگی هنوز در حال تجزیه و تحلیل هستند. در حین آزمایش برای اطمینان از ثابت بودن قطبش باریکه دوترون پرتابی از آن نمونه برداری شده و میزان قطبش قبل از شتاب دادن توسط دستگاه قطبش سنج جابه‌جایی لمب (LSP) اندازه‌گیری می‌شود. این قطبش سنج درجه قطبش را در انرژی‌های پایین در حد 1 keV به دست می‌دهد و مبنای عملکرد آن تشدیدهای سه تراز است که به وسیله اعمال میدان‌های الکترومغناطیسی با بسامد رادیویی، بین ترازهای فوق ریز α, β, e در اتم دوترون ایجاد می‌شود [۳].

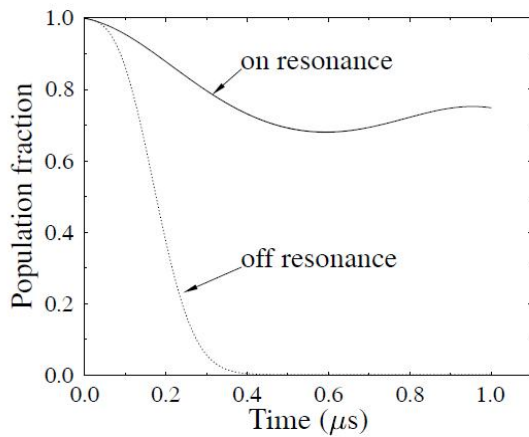
برای اطمینان از ثابت بودن قطبش پرتو دوترون بعد از شتاب گرفتن در سیکلوترون AGOR، نیز می‌توان قطبش را محاسبه کرد. به این ترتیب که نسبت عدم تقارن $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ (نسبت سطح مقطع‌ها در دو حالت پراکندگی باریکه قطبیده به غیر قطبیده از هدف) با تابع به دست آمده از تئوری پراکندگی برازش می‌شود و قطبش به عنوان یکی از پارامترهای تابع استنتاج می‌گردد. از آنجا که در این روش باید قدرت آنالیز واکنش در انرژی مورد نظر کاملاً شناخته شده باشد در حین انجام پراکندگی $d \vec{d}$ تعویض هدف از دوتریوم مایع به CH_2 جامد صورت گرفته و داده‌های کانال کشتسان واکنش $\vec{d} p$ در این روش به کار گرفته می‌شود زیرا در کانال کشتسان این واکنش، قدرت آنالیزهای اندازه‌گیری شده در آزمایشگاه‌های مختلف توافق نسبتاً خوبی دارند [۴، ۶]. در ادامه ابتدا جزئیات اندازه‌گیری قطبش باریکه قطبیده کم انرژی و پراثری جداگانه توضیح داده شده و سپس نتایج مقایسه خواهند شد.

۲. اندازه‌گیری قطبش توسط LSP

برای تعیین جهت‌گیری اسپین‌ها در یک باریکه از دوترون که دارای اسپین ۱ است دو نوع قطبش تعریف می‌شود: P_Z ، قطبش برداری و P_{ZZ} ، قطبش تانسوری:

$$P_Z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_- + N_0}, \quad P_{ZZ} = \frac{(N_+ + N_- - 2N_0)}{N_+ + N_- + N_0}, \quad (1)$$

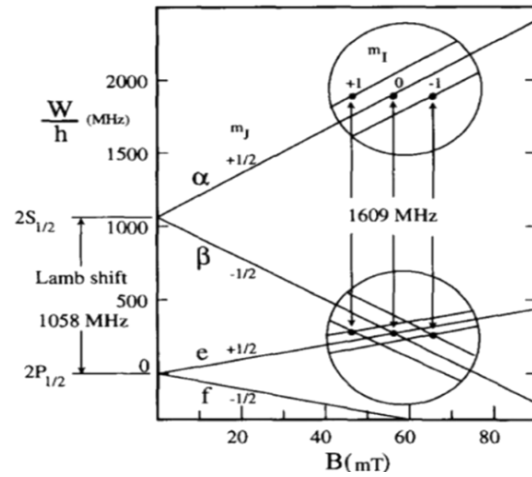
۱. POLarized Ion Source



شکل ۳. تحول جمعیت حالت α در فیلتر اسپین

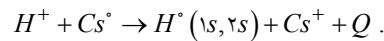
حدود 57.5 mT اتفاق می‌افتد، و در همان زمان میدان الکترواستاتیک ترازهای e و β را جفت می‌کند [۳]. تحول سه تراز جفت شده در فیلتر اسپین را می‌توان توسط حل عددی چهار معادله جفت شده وابسته به زمان شرودینگر محاسبه کرد. جمعیت وابسته به زمان تراز α در دو حالت وجود و عدم وجود تشدید در شکل ۳ رسم شده است [۸]. در حالت تشدید ۷۵٪ جمعیت تراز α در فیلتر اسپین باقی می‌ماند. در صورتی که بدون تشدید تمام جمعیت به سرعت به حالت پایه می‌روند. یک فرونشانی الکتریکی بعد از فیلتر اسپین می‌تواند اتم‌ها را به حالت پایه ببرد. بنابراین انتشار پرتو $L\alpha$ در 121.5 به وسیله یک آشکار ساز ثبت می‌شود. شدت هر قله α ، بسته به میدان مغناطیسی که تشدید در آن اتفاق می‌افتد، جمعیت تراز فوق ریز ویژه‌ای را نشان می‌دهد [۳]. اتم‌های دوترون سه حالت تشدید منطبق بر سه جهت‌گیری اسپین دوترون را دارند: حالت $m_I = 1$ در میدان مغناطیسی 56.6 mT ، $m_I = 0$ در میدان مغناطیسی 56.5 mT و $m_I = -1$ در میدان مغناطیسی 58.5 mT [۹].

شکل ۴ و ۵ دو نمونه از نمودارهای به دست آمده از آنالیز داده‌های LSP است. محور افقی میدان مغناطیسی بر حسب میلی تسلا، و محور عمودی تعداد یون‌ها را نشان می‌دهد. نقاط

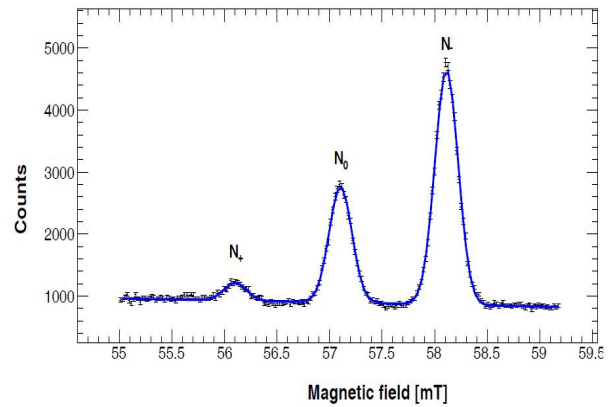
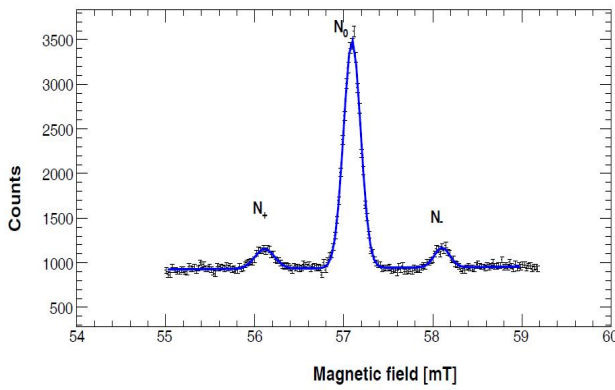


شکل ۲. وابستگی ترازهای زمین اتم دوترون به میدان مغناطیسی و تشدیدهایی که به جمعیت دار شدن حالت α می‌انجامد. جدایی ترازهای $2S_{1/2}$ و $2P_{1/2}$ ، به جابه‌جایی لمب معروف است [۹].

همچنین فیلتر وین به عنوان یک فیلتر جرم، ذرات ناخواسته را از باریکه حذف می‌کند. با توجه به نحوه عملکرد LSP قبل از هر چیز اتم‌ها باید به تراز ناپایدار $2S_{1/2}$ بروند. این کار در سلول سزیم انجام می‌شود که در آن طی فرآیند زیر یون‌ها به حالت برانگیخته می‌روند [۲].



حدود ۲۰٪ یون‌های ورودی، سلول سزیم را با حالت شبه پایدار $2S_{1/2}$ ترک می‌کنند. بعد از این مرحله باریکه وارد فیلتر اسپین می‌شود. این قسمت، عنصر مرکزی قطبش‌سنج می‌باشد. فیلتر اسپین تمام حالت‌های ناپایدار را فرو می‌نشاند مگر وقتی که اندازه میدان مغناطیسی شرایط تشدید سه تراز α, β و e را برای سه جهت‌گیری اسپین هسته‌ای برآورده کند. تشدیدها به وسیله ترکیبی از عملکرد میدان مغناطیسی استاتیک، میدان الکتریکی استاتیک (اثر استارک) و انتقال‌های بسامد رادیویی RF اتفاق می‌افتد. در شکل ۲ ترازهای β, α ، f ، e و نیز بسامد تشدید، اختلاف انرژی جابه‌جایی لمب و سه حالت تشدید که به ازای مقادیر مختلف m_I صورت می‌گیرد، نمایش داده شده است. میدان RF بسامدی برابر با 1609 MHz دارد. مولفه میدان الکتریکی آن زیر مؤلفه‌های α و e ترازهای $2S_{1/2}$ و $2P_{1/2}$ را جفت می‌کند. این جفت شدگی در میدان مغناطیسی



شکل ۵. نمودار مربوط به قطبش باریکه دوترون تقریباً خالص تانسوری رو به پایین با مقادیر تجربی $P_Z = 0.018 \pm 0.000$ و $P_{ZZ} = -1.550 \pm 0.031$.

شکل ۴. نمودار مربوط به دوترون‌ها در حالت قطبش تقریباً خالص برداری رو به پایین با مقادیر تجربی $P_Z = -0.596 \pm 0.014$ و $P_{ZZ} = 0.067 \pm 0.001$.

جدول ۱. مقادیر حاصل از LSP برای قطبش برداری و تانسوری.

نظری	P_Z	Δp_z	نظری	P_{ZZ}	Δp_{zz}
قطبش برداری روبه پایین	-0.596	0.014	0	0.067	0.001
	-0.75	0.027	0	0.069	0.002
	-1.584	0.027	0	0.033	0.001
قطبش تانسوری روبه پایین	0.060	0.001	-2	-1.480	0.045
	-0.002	0.000	-2	-1.592	0.021
	0.018	0.000	-2	-1.550	0.031

این کار مقایسه مقادیر قطبش قبل و بعد از شتاب گرفتن است، مقادیر تئوری این دو حالت قطبش و سه نمونه از مقادیر تجربی حاصل از آنالیز داده‌های LSP برای این دو حالت در جدول ۱ آورده شده است.

برازش مقادیر تجربی در جدول ۱ با یک خط راست مقدار میانگین قطبش برداری و تانسوری را به صورت زیر به دست می‌دهد:

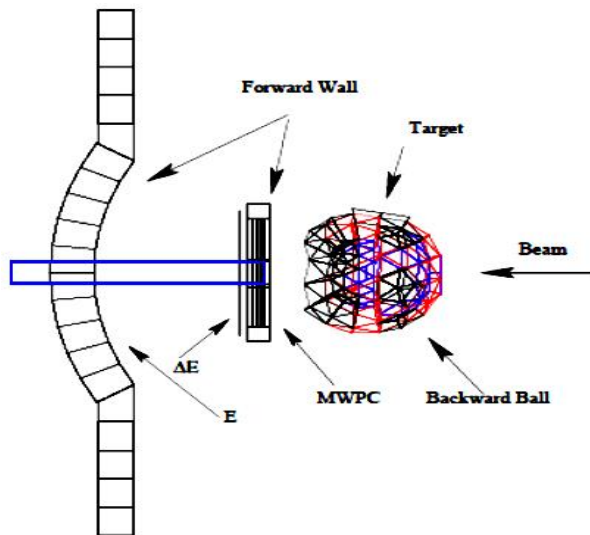
$$p_z = -0.594 \pm 0.011,$$

$$p_{zz} = -1.554 \pm 0.019.$$

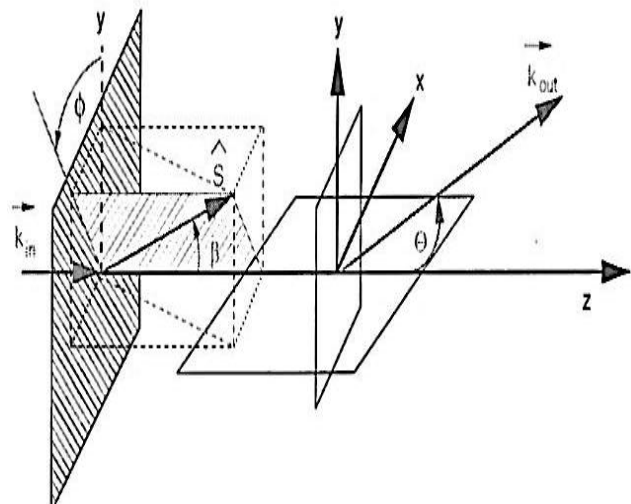
۳. قطبش سنجی براساس پراکندگی

پرتاب یک باریکه از ذرات قطبیده و تعیین توزیع پراکندگی ذرات به یک کانال خاص می‌تواند برای تعیین درجه قطبش به

مقادیر تجربی و خطای آماری اندازه‌گیری آنها و منحنی پیوسته تابع برازش شده روی نقاط تجربی است. برازش با سه تابع گاوسی و یک چند جمله‌ای مرتبه دو روی نقاط نمودار امکان انتگرال‌گیری را برای محاسبه جمعیت زیر ترازهای مختلف فراهم می‌کند. قله‌ها بسته به اندازه میدان مغناطیسی که تشدید در آن اتفاق افتاده معرف جمعیت زیر ترازهای اسپینی دوترون می‌باشند. پس از حذف زمینه و به دست آوردن مقادیر N_+ ، N_0 و N_- با استفاده از روابط ۱، مقادیر p_z و p_{zz} محاسبه می‌شود. بنا بر تعریف، در چهار حالت، بیشینه مقادیر مثبت و منفی را برای قطبش برداری و تانسوری خواهیم داشت، از آنجا که در واکنش $d \rightarrow d$ ، دوترون فرودی در دو حالت قطبش برداری و تانسوری تقریباً خالص رو به پایین قرار دارد و هدف اصلی از



شکل ۷. طرح جانبی از BINA.



شکل ۶. پیکر بندی قراردادی مدیسون که برای توصیف پراکندگی باریکه قطبیده استفاده می‌شود [۱۰].

T_{11} قدرت آنالیز برداری و T_{20} و T_{22} مؤلفه‌های تانسوری قدرت آنالیز در دستگاه مختصات کروی اند. p_z و p_{zz} مقادیر بیشینه قطبش در راستای محور کوانتس هستند که به دستگاه مختصات وابسته نمی‌باشند. در این رابطه بردار قطبش، \vec{S} ، هم‌جهت با y یا به عبارتی $\beta = 0$ در نظر گرفته شده است. معادله ۲ بیان می‌کند که بسته به میزان قطبش و قدرت آنالیز چه توزیع فضایی برای پراکندگی انتظار می‌رود یا بالعکس با در دست داشتن توزیع فضایی و فاکتور قدرت آنالیز چه مقادیری برای قطبش حاصل می‌شود و این همان روندی است که برای استخراج قطبش در این کار استفاده شده است. برای ثبت توزیع فضایی از مجموعه آزمایشگاهی BINA استفاده شده است. این آشکارساز در سال ۲۰۰۴ در موسسه تحقیقات فیزیک هسته‌ای هلند راه اندازی شد. شماتیکی از این آشکارساز در شکل ۷ نشان داده شده است. مجموعه BINA از دو قسمت اصلی تشکیل شده است، دیوار جلویی آشکارساز که شامل آرایه عمودی از سوسوزنهای ΔE ، یک آرایه افقی از سوسوزنهای انرژی E و بخش MWPC^۱ می‌باشد. از MWPC برای تعیین مختصات ذرات پراکنده باردار استفاده می‌شود. دیوار جلویی انرژی، موقعیت ذرات و زمان پرواز را در محدوده زاویه‌ای

کار رود. در پراکندگی یک باریکه قطبی ذرات به صورت ناهمسانگرد (وابسته به زاویه سمتی φ) پراکنده می‌شوند. این ناهمسانگردی به جمله اسپین-مدار پتانسیل هسته‌ای بستگی دارد. درجه غیر همسانگردی به وسیله عدم تقارن سنجدیده می‌شود و با کمیتی به نام قدرت آنالیز توصیف می‌شود.

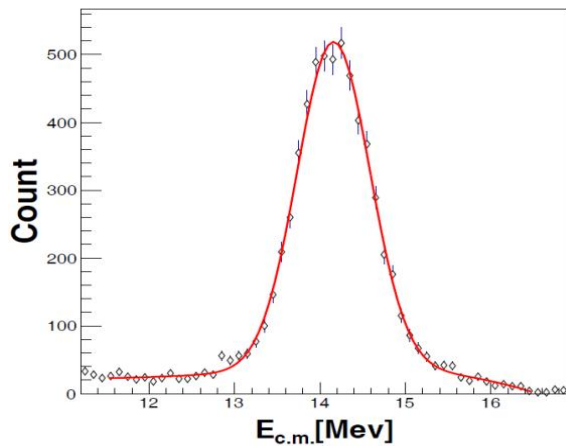
یک دستگاه مختصات راستگرد که در آن جهت z در راستای تکانه ذرات ورودی و جهت y در راستای بردار حاصل‌ضرب خارجی تکانه ذرات ورودی و خروجی، $\hat{k}_{in} \times \hat{k}_{out}$ می‌باشد، برای توصیف پراکندگی به کار می‌رود. شکل ۶ این پیکربندی را که به پیکربندی مدیسون معروف است، نشان می‌دهد.

با استفاده از تعریف عمومی سطح مقطع و چگالی حالت‌های نهایی در قاعده طلایی فرمی و ملاحظات پایستگی پاریته، رابطه سطح مقطع پراکندگی ذرات با اسپین ۱ به صورت رابطه ۲ به دست می‌آید [۱۰]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 [1 + \sqrt{3} P_2 \text{Re}(iT_{11}) \cos \varphi - \frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} \text{Re}(T_{20}) - \frac{\sqrt{3}}{2} P_{zz} \text{Re}(T_{22}) \cos 2\varphi]. \quad (2)$$

سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی باریکه قطبیده $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ و $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0$ سطح مقطع پراکندگی با پرتو غیر قطبیده می‌باشد.

۱. Multi-wire proportional chamber



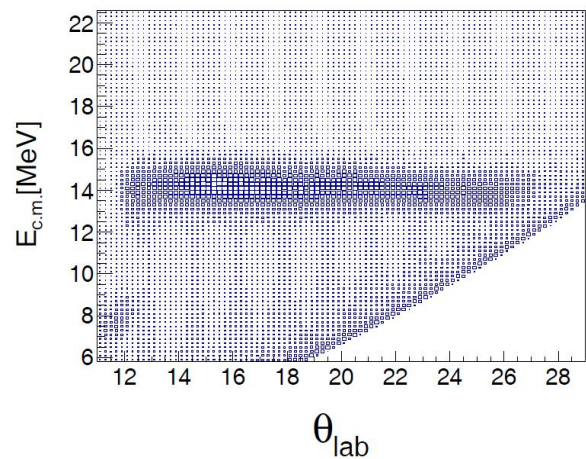
شکل ۹. نمودار مربوط به تعداد ذرات آشکار شده در جزء زاویه فضایی $23^\circ < \theta < 24^\circ$ و $11^\circ < \theta < 12^\circ$ ، بر حسب انرژی در دستگاه مرکز جرم.

هر کدام از هیستوگرام‌ها برای محدوده یک درجه‌ای θ و محدوده ده درجه‌ای از φ رسم شده‌اند. انتگرال تابع گاوسی شمارش مربوط به پراکندگی کشسان در آن جزء فضایی را به دست می‌دهد.

به ازای هر θ ، انتگرال‌گیری از برازش‌های گاوسی مربوط به محدوده 36° درجه‌ای φ و تقسیم آن به مساحت مربوط به برازش‌های متناظر در واکنش باریکه غیر قطبیده دوترون، نمودار نسبت عدم تقارن $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ را به عنوان تابعی از φ به دست می‌دهد. نمونه‌ای از نمودارهای به دست آمده مربوط به $\theta = 24^\circ$ برای حالت قطبش برداری و قطبش تانسوری در شکل ۱۰ و ۱۱ رسم شده است.

۴. مقایسه نتایج اندازه‌گیری و جمع بندی

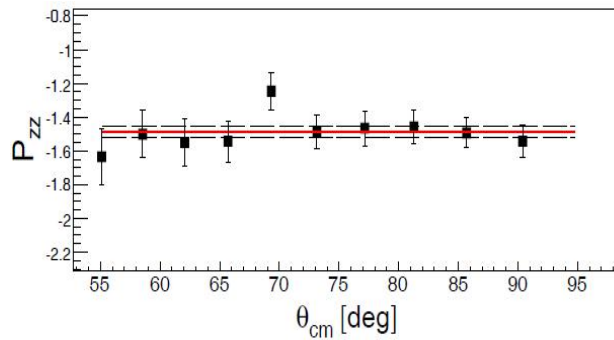
در نهایت شکل ۱۲ و ۱۳، که مقایسه نتایج بررسی‌های به دست آمده از قطبش سنج جابه‌جایی لمب با مقدار استنتاج شده از عدم تقارن‌های موجود در پراکندگی باریکه قطبیده است، نشان می‌دهد شتاب گرفتن ذرات روی اندازه مطلق قطبش تأثیر قابل ملاحظه‌ای ندارد. با در نظر گرفتن خطاهای سیستماتیک ۴٪، که در نمودار لحاظ نشده، علاوه بر خطاهای آماری این تفاوت ناچیز خواهد بود.



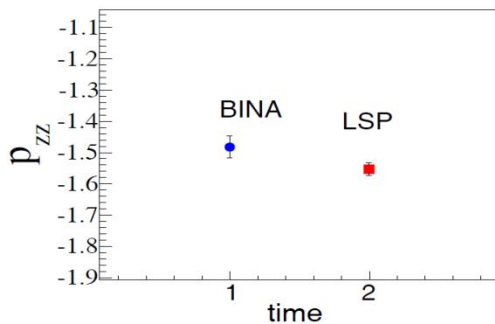
شکل ۸. نمودار مقادیر انرژی بر حسب زاویه پراکندگی در چهارچوب مرکز جرم. دوترون‌ها در برخورد با هیدروژن در دستگاه مرکز جرم با انرژی ۱۴ MeV پراکنده می‌شوند.

$4^\circ < \theta < 1^\circ$ اندازه می‌گیرد و دیوارپشتی زوایای بیشتر از 4° درجه را پوشش می‌دهد. این دو قسمت با پوشش کامل زاویه سمتی به جز در محدوده $35^\circ < \theta < 4^\circ$ تقریباً تمام فضای سینماتیکی را در بر می‌گیرد. از دیگر ویژگی‌های BINA می‌توان به قدرت بالای تفکیک انرژی، توانایی تفکیک خوب زاویه قطبی و سمتی و قابلیت تعیین نوع ذره اشاره کرد. در مرکز توپ پشتی هدف تعبیه شده است و توپ پشتی علاوه بر آشکارسازی ذرات پراکنده شده نقش محفظه پراکندگی را نیز ایفا می‌کند [۹].

در این آزمایش رویدادهایی انتخاب شده‌اند که دوترون در دیوارجلویی همزمان با پروتون در دیوارپشتی BINA آشکار می‌شود. همانطور که در شکل ۸ دیده می‌شود کانال کشسان با استفاده از ارتباط سینماتیکی بین انرژی و شرط هم صفحه بودن ذرات آشکار شده در دیوار جلویی و توپ پشت به خوبی قابل مشاهده است. در چهارچوب مرکز جرم انرژی کل سیستم 43 MeV است و دوترون‌ها با انرژی 14 MeV پراکنده می‌شوند. بنابراین چنانچه برای هر جزء کوچک از زاویه فضایی هیستوگرامی رسم کنیم که تعداد ذرات آشکار شده را بر حسب انرژی آنها نشان دهد یک قله در انرژی 14 MeV دیده می‌شود. نمونه‌ای از این هیستوگرام‌ها در شکل ۹ نشان داده شده است.



شکل ۱۱. نمودار به دست آمده از مقادیر تانسوری قطبش که به خوبی با یک خط افقی برازش می‌شود و خط چین در دو طرف آن خطای برازش را نشان می‌دهد.

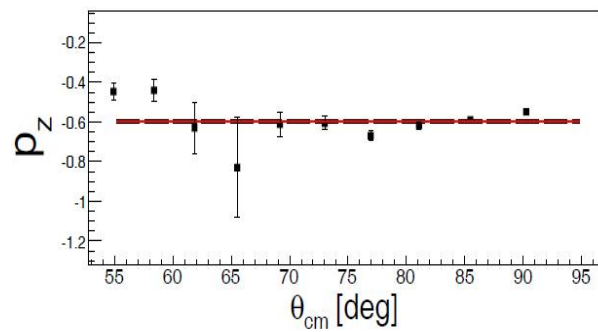


شکل ۱۳. نمودار مربوط به مقایسه مقادیر میانگین به دست آمده برای حالت قطبش تانسوری از BINA و LSP.

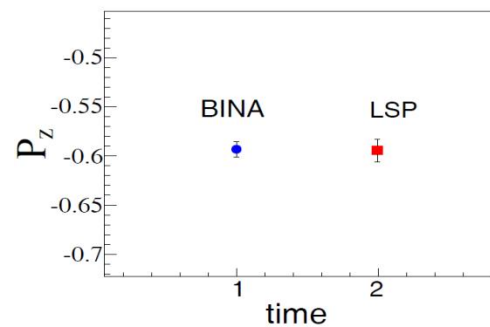
ضروری است. در این راستا، قطبش باریکه دوترون در پراکندگی $d p$ قبل و بعد از شتاب گرفتن اندازه‌گیری شده و مقادیر به دست آمده از دو روش با یکدیگر مقایسه شدند. با توجه به اینکه مقادیر به دست آمده با یکدیگر توافق نسبتاً خوبی دارند، می‌توان نتیجه گرفت اندازه‌گیری قطبش باریکه دوترون قبل از شتاب گرفتن باریکه، که آسان و کم هزینه تر است، قابل اطمینان می‌باشند.

قدردانی

انجام آزمایش‌های پراکندگی فقط با همکاری گروه بزرگی از متخصصین در بخش‌های مختلف قابل انجام است. بدین وسیله از زحمات گروه شتاب دهنده، گروه خلاء و گروه چشمه یونی KVI کمال تشکر و قدردانی را داریم. همچنین از همیاری و کمک فراوان همکاران لهستانی برای توسعه و نگهداری بخش الکترونیک سیستم داده‌ها و نیز کمک به فرایند تجزیه و تحلیل



شکل ۱۰. نمودار به دست آمده از مقادیر قطبش برداری در زوایای مختلف که به خوبی با یک خط افقی برازش می‌شود و خط چین در دو طرف آن خطای برازش را نشان می‌دهد.



شکل ۱۲. نمودار مربوط به مقایسه نتایج مقادیر میانگین قطبش برداری به دست آمده از BINA و LSP.

جمع‌بندی و نتیجه‌گیری

به دلیل وابستگی شدید نیروی هسته‌ای به اسپین، مشاهده پذیرهای اسپینی و اندازه‌گیری آنها می‌توانند به بررسی کفایت مدل‌های ارائه شده برای پتانسیل هسته‌ای خصوصاً بخش اسپینی کمک کنند. یقین از صحت اندازه‌گیری‌ها و نتیجه‌گیری در خصوص میزان کارایی مدل‌ها به میزان دقت اندازه‌گیری قطبش باریکه به کار گرفته شده در آزمایش پراکندگی بستگی دارد. لذا داشتن یک روش حتی الامکان ساده، کم هزینه و قابل اطمینان برای اندازه‌گیری قطبش از اهمیت زیادی برخوردار است. علاوه بر این مقادیر قدرت آنالیز در همه انرژی‌ها مخصوصاً در انرژی‌های پایین در دسترس نمی‌باشند، در حالی که در روش اندازه‌گیری قطبش از طریق پراکندگی نیاز به مقادیر قابل اطمینان برای قدرت آنالیز است، بنابراین اندازه‌گیری قطبش در انرژی پایین با دستگاهی مانند LSP در برخی موارد تنها روش موجود می‌باشد و اطمینان از نتایج آن

سهام بسزایی در انجام آزمایش و تجزیه و تحلیل داده‌ها داشته‌اند، صمیمانه قدردانی می‌گردد.

داده‌ها سپاسگزاری می‌شود، همچنین از کمک‌های بی دریغ پروفسور ناصر کلاتر- نیستانکی و یوهان مشندورف نیز که

مراجع

1. J Fujita and H Miyazawa, *Prog. Theor. Phys.* **17**, (1957) 360.
2. A Ramazani Moghaddam Arani, *et al.*, *phys Rev. C* **78**, (2008) 014006.
3. H R Kremers, J P M Beijers and N Kalantar-Nayestanaki, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **516** (2004) 209
4. K Sekiguchi, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, (2005) 162301.
5. H Shimizu, K Imai, N Tamura, K Nisimura, K Hatanaka, T Saito, Y Koike, and Y Taniguchi, *Nucl. Phys. A* **382**, (1982) 242
6. H Mardanpour, *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **31**, (2007) 383.
7. M P Westig *et al.*, *Physikalisches Institut, Universit at zu K \ddot{o} ln*, **50937** K \ddot{o} ln, Germany (2011).
8. G O Ohlsen and J L McKibben, "Los, *Alamos Scienti_c Laboratory Report*", LA-**3725** (1967).
9. A Ramazani-Moghaddam-Arani, PhD thesis, University of Groningen (2009).
10. H P Gen.Schieck; *Nuclear Physics With Polarized Particles Lecture Notes in physics* **842** ,Sec8, Germany (2012).