مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۲۵، شمارهٔ ۱، بهار ۱۴۰۴
DOI: 10.47176/ijpr.25.1.31864

بازسازی سینماتیکی نوترون و شناسایی کانال گسست پراکندگی *dd* از اطلاعات زمان پرواز به دست‌آمده از سوسوزن‌های BINA

رضا رمضانی شریف آبادی[1*]، مسعود مهجورشفیعی[2]، و احمد رمضانی مقدم آرانی[3]

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بین‌المللی امام خمینی، قزوین
۲. دانشکده فیزیک دانشگاه تهران، انتهای خیابان کارگر شمالی، تهران
۳. دانشکده فیزیک دانشگاه کاشان، کاشان

پست الکترونیکی: reza_ramazani@ut.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۱۲/۱۹ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۴۰۳/۱۲/۲۰)

چکیده:
در این مقاله، رهیافتی جدید برپایهٔ اطلاعات زمان-پرواز نوترون‌های آشکار شده در کانال گسست سه-جسمی دوترون-دوترون ارائه شده است که می‌توان با استفاده از آن پارامترهای سینماتیکی نوترون را استخراج کرد. از آنجا که نوترون‌ها تنها می‌توانند ردی از خود در سامانهٔ آشکارسازی BINA به جا گذارند، استخراج پارامترهای سینماتیکی نوترون از طریق سیگنال‌های ADC عملاً امکان پذیر نیست. به علاوه آشکارساز MWPC نیز تنها قادر به شناسایی موقعیت مکانی ذرات باردار است. لذا، با استفاده از محل برخورد ذرات با آشکارسازهای سوسوزن دیوارهٔ جلویی و اطلاعات زمان-پرواز آنها می‌توان موقعیت مکانی آنها و در نتیجه زوایای پراکندگی آنها را استخراج کرد. با داشتن اطلاعات زوایای پراکندگی و پارامترهای سینماتیکی یک ذرهٔ باردار دیگر می‌توان انرژی نوترون را با استفاده از قوانین بقای انرژی و تکانه استخراج کرد. همچنین از تکنیک شناسایی ذره برای جداسازی پیکربندی *dn* در برهمکنش $^2H(\mathbf{d}, dn)p$ از پیکربندی *pn* استفاده شده است. به منظور ارزیابی و اعتبارسنجی رهیافت پیشنهادی، در هر مرحله از فرایند، پروتون‌های آشکار شده در کانال گسست سه- جسمی دوترون-دوترون در نقش نوترون کانال گسست به‌کار گرفته‌شده‌اند. نتایج توان قطبیدگی کانال گسست به دست آمده از این روش با نتایج پیشین کانال *dp* مقایسه و اعتبارسنجی شده‌است. با شناسایی و بازسازی سینماتیک نوترون‌های حالت نهایی، می‌توان تحلیل کانال‌های هادرونی مختلف پراکندگی دوترون-دوترون را که شامل نوترون است انجام داد و اثرات کولنی و ایزواسپین را بسته به فضای فاز مورد نظر، مورد مطالعه قرار داد.

واژه‌های کلیدی: نوترون، پراکندگی دوترون-دوترون، کانال گسست سه- جسمی، اطلاعات زمان- پرواز

۱. مقدمه

هدف نهایی فیزیک هسته‌ای فهم خصوصیات هسته و برهمکنش‌های حاکم بر آنها است. بنیادی‌ترین مسئلهٔ پیش روی فیزیک هسته‌ای فهم و شناخت جامع نیروی هسته‌ای قوی است که باعث مقید شدن نوکلئون‌ها و درنتیجه تشکیل هسته به عنوان شالودهٔ اصلی مواد است. تفاوت معنی‌دار بین محاسبات مبتنی بر پتانسیل‌های مدرن دو-جسمی نوکلئون-نوکلئونی [۱] با مشاهده‌پذیرهای تجربی، بخصوص در سامانه‌های با تعداد نوکلئون زیاد، امری پذیرفته شده است که اشاره به ناکافی بودن پتانسیل‌های دو-جسمی در بیان رفتار سامانه‌های شامل بیش از دو نوکلئون دارد. به عنوان مثال، حل دقیق معادلات فادیوو[1] سه

۱. Faddeev

نوکلئونی برای ترایتون، با استفاده از نیروی دو نوکلئونی به وضوح انرژی بستگی آن را کمتر از واقعیت تخمین می‌زند و این نشان می‌دهد که نیروی دو نوکلئونی برای توصیف دقیق سامانه سه–نوکلئونی کافی نخواهد بود. نتایج مشابهی نیز برای دیگر هسته‌های سبک به دست آمده است. با در نظر گرفتن اثرات نیروی سه–جسمی (3NF) می‌توان نتایج نظری و تجربی را به یکدیگر نزدیک کرد [۲–۳].

شواهد واضحی برای اثرات 3NF در نتایج سطح مقطع دیفرانسیلی نیز دیده می‌شود، اما در مواردی اختلافات داده‌های تجربی و نظری را به طور کامل پوشش نمی‌دهد [۴–۵]. نتایج محاسبات مربوط به مشاهده پذیرهای اسپینی با در نظر گرفتن اثرات 3NF الزاماً در راستای بهبود شرایط حرکت نمی‌کند و نشان دهندهٔ این واقعیت است که بخش وابسته به اسپین پتانسیل سه–جسمی به صورت کامل درک نشده است [۶].

بررسی سامانه‌های چهار–نوکلئونی رهیافتی برای شناخت اثرات بیشتر اثرات نیروی سه–نوکلئونی، پیشنهاد می‌شود. یک سامانهٔ چهار–جسمی به‌عنوان بسط دینامیک سه–جسمی به یک سامانهٔ کمی پیچیده‌تر، اطلاعات ارزشمندی در مورد دینامیک هسته‌ای و بخصوص اثرات 3NF فراهم می‌کند؛ چون که اساساً اثرات 3NF در سامانه‌های چهار–جسمی چندین مرتبه نسبت به سامانه‌های سه–جسمی قوی‌تر است. توانایی BINA به عنوان یک سامانهٔ آشکارسازی 4π اجازهٔ یک مطالعهٔ جامع جنبه‌های مختلف دینامیک پراکندگی دوترون–دوترون به‌عنوان یک سامانهٔ چهار–جسمی را می‌دهد. در دو دههٔ گذشته، یک مطالعهٔ نظام‌مند روی اثرات 3NF طی همکاری بین المللی هلندی–لهستانی با انجام یک سری آزمایش‌ها در حوزهٔ سامانه‌های سه– و چهار– جسمی انجام شده‌است [۷–۱۶].

از منظر نظری، نتایج نظری قابل اتکایی در زیر آستانهٔ گسست سه–جسمی که در آن یک دوترون به دو نوکلئون بشکند و یا گسست چهار–جسمی که در آن هر دو دوترون به چهار نوکلئون بشکند، به دست آمده است. دستیابی به یک چارچوب نظری بهبودیافتهٔ سیستماتیک برای توصیف برهمکنش‌های چند–جسمی با استفاده از چارچوب نظری میدان مؤثر دست‌گونه[۱] امکان پذیر است. اخیراً، محاسبات نظری دقیق برای انرژی‌های بالاتر از آستانه گسست چهار-جسمی تا انرژی‌های 35 MeV گسترش پیدا کرده است. در حال حاضر، اولین محاسبات تخمینی برای سامانهٔ d + d در انرژی‌های بالاتر برپایهٔ تقریبی به نام تقریب تک–پراکندگی[۲] (SSA) برای کانال گسست سه‌خوشه‌ای و پراکندگی کشسان انجام شده است. در این تقریب، به جای حل کامل معادلات AGS[۳] عملگرهای 4N در سری‌های نویمن برحسب عملگرهای گذار 3N بسط داده می‌شود و تنها سهم مرتبهٔ اول حفظ می‌شود [۷].

مطالعهٔ اثرات ایزواسپین و نیروی کولنی در سامانه‌های چهار–جسمی و به‌ویژه آزمایش پراکندگی دوترون از دوترون نیازمند شناسایی ذرات نهایی کانال گسست نظیر نوترون‌ها و ذرات باردار است. به همین دلیل، تحلیلی اختصاصی برای مطالعهٔ امکان‌سنجی آشکارسازی نوترون در آشکارسازهای سوسوزن BINA انجام شد و رهیافتی برای ثبت رویدادهایی که در آنها نوترون‌ها به عنوان ذرات نهایی آشکار می‌شوند، ارائه شده است. تمام فرایند با به‌کارگیری پروتون‌های کانال گسست سه–جسمی دوترون–دوترون در نقش نوترون‌های این کانال مقایسه و اعتبارسنجی شده است. با داشتن اطلاعات سینماتیکی نوترون می‌توان تحلیل کانال‌های هادرونی شامل نوترون را انجام داد. به علاوه، اثرات ایزواسپین و کولنی را نیز می‌توان مستقیماً بررسی کرد.

۲. چیدمان آزمایش

داده های آزمایش پراکندگی دوترون از دوترون در انرژی ۱۳۰ MeV در مؤسسهٔ KVI-CART هلند با استفاده از یک باریکهٔ قطبیدهٔ دوترون به دست آمده است. دوترون‌های شتاب داده شده تا انرژی MeV ۱۳۰ بر روی یک مادهٔ هدف دوتریوم مایع خالص فرود آمده و کانال‌های هادرونی کشسان، انتقال نوترون، انتقال پروتون، گسست سه جسمی و گسست چهار جسمی را در حالت نهایی تشکیل می‌دهد.

۱. Chiral effective field theory
۲. Single-scattering approximation
۳. Alt, Grassberger, and Sandhas equations

شکل ۱. چیدمان BINA با نمایش آشکارسازهای سوسوزن ۱۲ سانتی‌متری روی یک قطاع استوانه و توپی عقبی با ۱۴۹ آشکارساز به عنوان محفظهٔ پراکندگی.

برای تشخیص و تحلیل کانال‌های مختلف هادرونی در پراکندگی دوترون–دوترون و همچنین استخراج مشاهده‌پذیرهای مختلف اسپینی، یک سامانهٔ آشکارسازی در تمام فضای فاز با قابلیت تشخیص ذرات مختلف و همچنین اندازه‌گیری انرژی و زمان–پرواز ذرات به نام BINA[1] در مؤسسهٔ KVI-CART هلند طراحی و ساخته شد. سامانهٔ آشکارسازی BINA در شکل ۱ نشان داده شده است. BINA از دو قسمت اصلی تشکیل شده است: ۱) دیوارهٔ جلویی و ۲) محفظهٔ توپی عقب. قسمت جلویی شامل آشکارساز تناسبی چند–سیمی (MWPC[2])، دوازده آشکارساز سوسوزن باریک عمودی به ضخامت ۲ میلی‌متر (آشکارسازهای ΔE) و ده آشکارساز سوسوزن با ضخامت ۱۲ میلی‌متر که به صورت افقی بر روی قطاع یک استوانه با قطر ۷۵/۲ سانتی‌متر قرار داده شده‌اند (آشکارسازهای E)، به‌طوری که مرکز قطاع استوانه محل قرارگیری مادهٔ هدف دوتریوم مایع است.

آشکارسازهای جلو زوایای پراکندگی بین ۱۰ تا ۳۲ درجه را همراه با پوشش کامل زاویهٔ سمتی یا برای زوایای پراکندگی تا ۳۷ درجه همراه با پوشش محدودی از زاویهٔ سمتی را در برمی‌گیرد. کارایی آشکارساز MWPC برای پروتون‌ها (دوترون‌ها) به ترتیب برابر با ٪۹۷ و (٪۹۹) است. قسمت توپی عقب از ۱۴۹ المان سوسوزن فوزیچ هرمی–شکل از جنس BICRON-408 تشکیل شده است که از آن هم به عنوان محفظهٔ پراکندگی و هم به عنوان آشکارساز ذرات استفاده می‌شود. مکان و انرژی ذرات پراکنده شده در زوایای ۴۰–۱۶۵ درجه را می‌توان توسط توپ عقب آشکارسازی کرد.

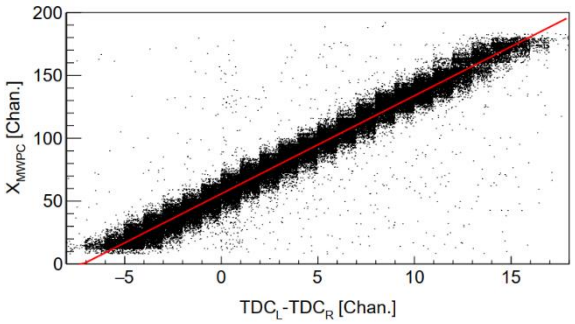
ضخامت آشکارسازهای سوسوزن جلویی به حدی است که توانایی گیراندازی ذرات باردار در انرژی MeV ۱۳۰ را دارد. اما غالب نوترون ها به دلیل خنثی بودن، بدون این که ردی از خود به جای بگذارند، از داخل آشکارسازهای سوسوزن عبور می‌کنند. به عبارت دیگر، به طور تقریبی تنها ٪۱۰ نوترون‌ها بخشی از انرژی خود را در آشکارسازهای سوسوزن ۱۲ سانتی‌متری برجای می‌گذارند. به همین دلیل انرژی نوترون‌ها با استفاده از پارامترهای قابل اندازه‌گیری توسط BINA همچون انرژی و زوایای پراکندگی دوترون و همچنین زوایای پراکندگی نوترون و استفاده از قوانین بقای انرژی و تکانه به روش عددی به دست آمده است. تشریح دقیق BINA در [۱۷ و ۱۸] آورده شده است. داده‌های مورد استفاده در این پژوهش در یک آزمایش برخورد یک باریکهٔ دوترون قطبیده با انرژی ۶۵ Mev/Nucl. با هدفی از دوتریوم مایع جمع‌آوری شده است.

۳. روش تحلیل

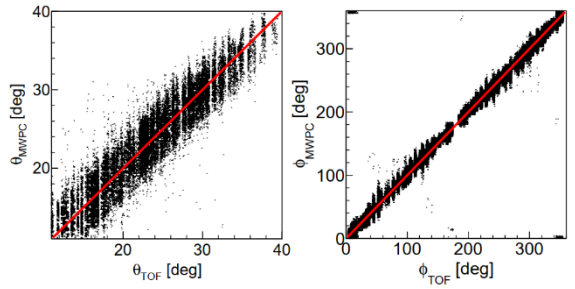
در تحلیل کانال گسست سه–جسمی، ما به‌دنبال همبستگی بین انرژی دوترون و نوترون نهایی برای یک پیکربندی مشخص $(\theta_d, \theta_n, \varphi_{dn})$ هستیم که در آن θ_d (θ_n) زاویهٔ پراکندگی دوترون (نوترون) و $\varphi_{dn}=|\varphi_d - \varphi_n|$ اختلاف زوایای سمتی دو ذره است. در مجموع، تعداد نه متغیر سینماتیکی در فرایند گسست سه–جسمی دخیل هستند. این متغیرها انرژی و زوایای قطبی و سمتی دوترون، پروتون و نوترون هستند. با در نظر گرفتن قوانین بقای انرژی و تکانه، اندازه گیری پنج متغیر از نه متغیر برای مشخص کردن کامل سینماتیک مسئله کفایت می‌کند.

سه پارامتر سینماتیکی مسئله مرتبط با ذرهٔ دوترون با استفاده از سامانهٔ آشکارسازی **BINA** قابل اندازه‌گیری است، اما پارامترهای سینماتیکی مرتبط با نوترون مستقیماً قابل اندازه‌گیری نیستند.

۱. Big-Instrument-for-Nuclear-polarization-Analysis
۲. Multi-Wire-Proportional-Chamber



شکل ۲. مختصات X به دست آمده از MWPC به اختلاف بین سیگنال‌های TDC چپ و راست برای آشکارساز سوسوزن E شماره ۱ نشان داده شده است. خط قرمز خط برازش شده به وسط طیف است.



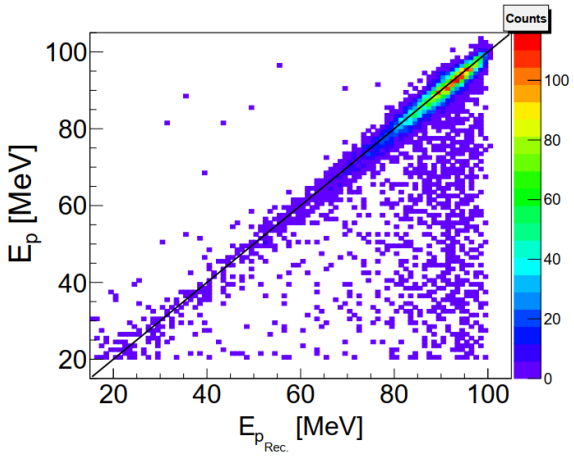
شکل ۳. نمودار سمت چپ (راست) مقایسهٔ بین زاویهٔ قطبی (سمتی) به دست آمده از اطلاعات زمان–پرواز آشکارساز سوسوزن E و اندازه‌گیری شده به وسیلهٔ MWPC را نشان می‌دهد. خطوط قرمز نشان دهندهٔ خط نیمسازند.

نوترون‌ها هیچ‌گونه انتقال انرژی منجر به یونش در MWPC ندارند و از این طریق قابل شناسایی نیستند. لذا موقعیت مکانی آنها (مختصهٔ X و Y آنها) با استفاده از اطلاعات زمان–پرواز و موقعیت برخورد ثبت شده به وسیلهٔ آشکارسازهای سوسوزن دیوارهٔ جلویی استخراج می‌شود. دو انتهای هر سوسوزن به یک PMT وصل است و از هر انتها یک سیگنال خوانده می‌شود. اختلاف بین سیگنال TDC چپ (TDC_L) و راست (TDC_R) به دست آمده از PMTهای هر آشکارساز برای استخراج مختصات X محل برخورد استفاده می‌شود. متغیر $\Delta TDC = TDC_L - TDC_R$ با مختصات X متناسب است. برای به دست آوردن این نسبت، محل برخورد ذرات باردار در MWPC به‌کار گرفته می‌شود. همبستگی بین مختصات X به دست آمده از MWPC برای ذرات باردار و مختصات به دست آمده از ΔTDC، مختصات X متناظر در موقعیت سوسوزن‌های E را به دست می‌دهد.

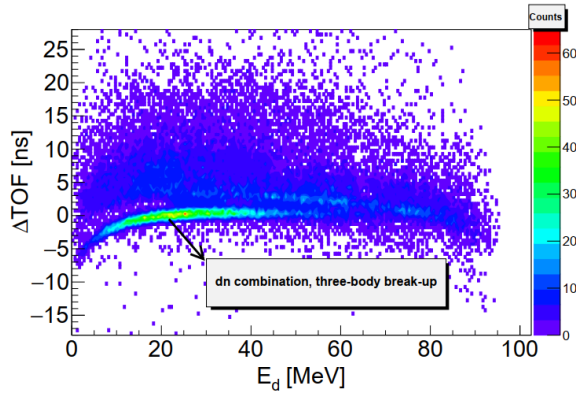
شکل ۲، این همبستگی را برای یکی از آشکارسازهای سوسوزن (شمارهٔ ۱) نشان می‌دهد. خط صلب نشان داده شده در شکل از برازش خطی وسط طیف به دست آمده و از آن برای استخراج مختصات X ذرات آشکار شده در این سوسوزن استفاده می‌شود. قدرت تفکیک مختصات X بازسازی‌شده تقریباً ۲/۹ سانتی‌متر است. برای استخراج مختصات Y، موقعیت وسط Y هر آشکارساز سوسوزن به عنوان مختصات Y نقطهٔ برخورد آشکار شده در همان آشکارساز در نظر گرفته می‌شود. از آنجا که پهنای سوسوزن‌های E افقی برابر با ۹ سانتی‌متر است، توان تفکیک مکانی در راستای مختصات Y تقریباً برابر با ۴/۵ سانتی‌متر خواهد بود. با داشتن مختصات X و Y هر برخورد، زوایای قطبی و سمتی متناظر آن برخورد قابل محاسبه است. برای بررسی درستی زوایای قطبی و سمتی به دست آمده از اطلاعات زمان پرواز، این نتایج با زوایای پراکندگی ذرات باردار آشکار شده در MWPC مقایسه شده است (شکل ۳). این شکل نشان می‌دهد که دو روش اندازه‌گیری (یکی از طریق اطلاعات زمان–پرواز و دیگری از طریق MWPC) برای زوایای قطبی (نمودار سمت چپ) و زوایای سمتی (نمودار سمت راست) در توافق کامل با یکدیگرند. خطوط صلب نشانده داده شده در شکل، خط نیمساز را نشان می‌دهند. توان تفکیک زوایه‌ای هر دو زوایهٔ قطبی و سمتی تقریباً برابر با ۲ درجه است. وجود توافق بین دو روش برای ذرات باردار بیانگر اعتبار و درستی روش شناسایی موقعیت مکانی ذرات برپایهٔ اطلاعات زمان–پرواز برای نوترون‌ها است.

بازدهی آشکارسازی سوسوزن های E برای نوترون تقریباً ۱۰٪ است. به علاوه، بیشتر این نوترون‌ها به‌دلیل ضخامت ۱۲ سانتی‌متری سوسوزن‌ها، امکان تخلیهٔ همه انرژی خود در آنها را ندارند. لذا اندازه‌گیری انرژی نوترون‌ها با استفاده از سیگنال‌های ADC به دست آمده از PMTهای نصب شده در دو طرف هر سوسوزن امکان‌پذیر نیست. یکی از روش‌های بازسازی انرژی نوترون استفاده از قوانین بقای انرژی و تکانه است.

نه متغیرسینماتیکی در کانال گسست سه–جسمی عبارتند از زوایای قطبی و سمتی و همچنین انرژی ذره‌های دوترون، پروتون، و نوترون. با در نظر گرفتن قوانین بقای انرژی و تکانه، اندازه‌گیری پنج متغیر سینماتیکی برای مشخص کردن



شکل ۴. انرژی پروتون (E_p) اندازه‌گیری شده با BINA نسبت به انرژی بازسازی شدهٔ پروتون ($E_{p,\,Rec.}$) با استفاده از قوانین بقا. دنبالهٔ دادهٔ زیر نمودار بیانگر برهمکنش های هادرونی داخل آشکارسازهای سوسوزن است. خط مشکی خط نیمساز است.



شکل ۵. متغیر ΔTOF نسبت به انرژی ذره‌ای که در پیکربندی ($\theta_d = 25^\circ\pm2^\circ$, $\theta_n = 25^\circ\pm2^\circ$, $\varphi_{dn} = 180^\circ\pm5^\circ$) دوترون فرض می‌شود.

سینماتیک واکنش کفایت می‌کند.

در این برهمکنش، سه متغیر سینماتیکی دوترون (انرژی و زوایای پراکندگی) مستقیماً با استفاده از BINA اندازه‌گیری می‌شوند. همچنین زوایای قطبی و سمتی نوترون با استفاده از روشی که در بالا ارائه شد، استخراج می‌شود. حل چهار معادلهٔ متناظر با قوانین بقا با استفاده از بستهٔ عددی TMinuit در ROOT، متغیرهای سینماتیکی دیگر نظیر انرژی نوترون را به دست می‌دهد. شکل ۴ انرژی پروتون‌های (E_p) اندازه‌گیری شده توسط BINA نسبت به انرژی این پروتون‌ها ($E_{p,\,Rec.}$) که از طریق قوانین بقا به دست آمده‌اند را نشان می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد که انرژی بازسازی شده با انرژی اندازه‌گیری شده از طریق BINA در توافق کامل است. دنبالهٔ دادهٔ زیر این طیف بیانگر سهم برهمکنش‌های هادرونی در داخل آشکارسازهای سوسوزن است. به علاوه، رهیافت بازسازی انرژی ارائه شده و نتایج به دست آمده را به عنوان اعتبارسنجی روش درجه‌بندی انرژی می‌توان در نظر گرفت.

مرحلهٔ بعد، جداسازی پیکربندی مطلوب *dn* از پیکربندی *pn* با استفاده از تکنیک شناسایی ذره است. از آنجا که نوترون هیچ‌گونه ردی از خود در MWPC به جا نمی‌گذارد، می‌توان از MWPC به عنوان آشکارساز وتو برای شناسایی نوترون‌ها استفاده کرد. به منظور جداسازی دوترون‌ها از پروتون‌ها، خروجی سیگنال‌های TDC چپ (TDC_L) و راست (TDC_R) هر آشکارساز سوسوزن با هم جمع می‌شود. مجموعهٔ TDCهای چپ و راست

$$TOF_i = (TDC_L)_i + (TDC_R)_i \quad ،۱$$

مستقل از نقطهٔ برخورد ذره با سوسوزن است. شاخص i بیانگر ذرات دوترون و نوترون است. متغیر ΔTOF را به صورت اختلاف بین TOF اندازه‌گیری شده برای دوترون و نوترون که از اطلاعات TDCها به دست آمده است، $(TOF_d - TOF_n)_{TDC}$، و TOFهایی که از اطلاعات انرژی و طول مسیر ذرات محاسبه شده است، $(TOF_n - TOF_d)_E$، تعریف می‌کنیم. قابل ذکر است که سامانه در مد Common-stop داده‌گیری شده است و لذا اختلاف بین زمان–پروازها بدین شکل محاسبه شده است. در این فرایند، متغیر ΔTOF در مرتبهٔ اول مستقل از مقدار S است. متغیر S به عنوان طول قوس در امتداد منحنی–S (نمودار همبستگی انرژی دو ذره) با نقطهٔ شروع از کمینه انرژی دوترون تعریف می شود.

شکل ۵، رابطهٔ بین متغیر ΔTOF و انرژی ذره‌ای است که دوترون فرض می‌شود. در این حالت، متغیر ΔTOF باید تقریباً صفر باشد. لذا تمرکز دادهٔ نشان داده در شکل مشخصاً نشان دهندهٔ رویدادهای متناظر با همزمانی دوترون–نوترون، *dn*، در کانال گسست سه–جسمی دوترون–دوترون است. لازم به ذکر است که این محاسبات با استفاده از انرژی دوترون در نقطهٔ برهمکنش انجام شده و در نتیجه افت انرژی ناشی از عبور ذره از محل مادهٔ هدف تا آشکارساز سوسوزن در نظر گرفته نشده است. انحراف از نقطهٔ صفر مشاهده شده در باند داده شکل ۵ ناشی از همین افت انرژی است که در محاسبات در نظر گرفته

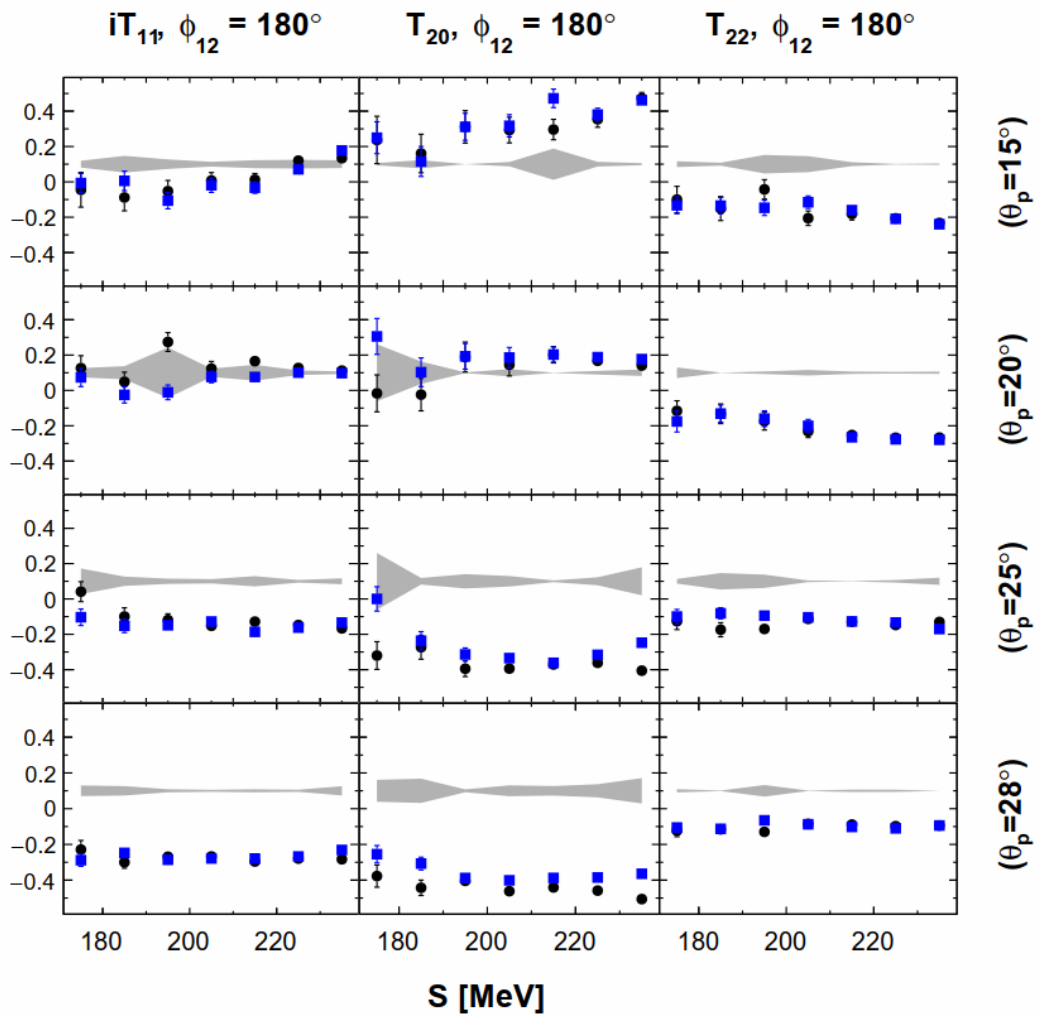
نشده است. پس زمینهٔ دادهٔ موجود در بالای تمرکز داده مورد نظر ناشی از پیکربندی‌های *pn* کانال گسست سه–جسمی و همچنین *pp* کانال گسست چهار–جسمی است. فرایند شناسایی ذره با استفاده از انرژی بازسازی شدهٔ نوترون نیز با استفاده از پروتون‌های کانال گسست سه–جسمی بررسی و اعتبارسنجی شده است.

با توجه به این که باریکهٔ فرودی قطبیده است می‌توان با شناسایی رویدادهای درست یک پیکربندی مطلوب، توان قطبیدگی کانال گسست را استخراج کرد. عدم تقارن سمتی در سطح مقطع دیفرانسیلی ناشی از برهمکنش باریکهٔ قطبیده با مادهٔ هدف متناسب با حاصل‌ضرب اندازهٔ قطبش باریکه در توان قطبیدگی است. با به کارگیری باریکه‌های دوترون قطبیدهٔ برداری و تانسوری، توان قطبیدگی برداری و تانسوری را می‌توان استخراج کرد. جزئیات فرایند محاسبهٔ توان قطبیدگی برای یک پیکربندی انتخابی به صورت مفصل در مرجع [۱۹] دردسترس است. در اندازه‌گیری توان قطبیدگی، بخشی از عدم قطعیت‌های سیستماتیک نظیر ضخامت مادهٔ هدف، بهرهٔ آشکارسازی MWPC و برهمکنش‌های هادرونی داخل سوسوزن‌ها حذف خواهند شد. عدم قطعیت های سیستماتیک باقیمانده شامل خطای ناشی از اندازه‌گیری قطبش (۴٪) و درخشندگی باریکه[۱] (۲٪) است. عدم قطعیت دیگر ناشی از وجود یک جابه‌جایی در خوانش جریان است که باعث عدم قطعیت سیستماتیک در اندازه‌گیری T_{20} می‌شود. مقدار مطلق متوسط جابه‌جایی در T_{20} ناشی از این جابه‌جایی تقریباً برابر با ۰.۰۵ است در حالی که مقادیر اندازه‌گیری شده برای این مشاهده پذیر بین -۰/۴ تا +۰/۲ متغیر است. همچنین مقادیر مطلق متوسط جابه‌جایی در نتایج iT_{11}، T_{20} و T_{22} ناشی از حذف پس زمینه به ترتیب برابر با ۰/۳ ، ۰/۴ و ۰/۲ است در حالی که مقادیر اندازه‌گیری شده برای آنها به ترتیب بین –۰/۴ تا +۰/۳، –۰/۵ تا +۰/۶ و –۰/۳ تا +۰/۲ تغییر می‌کند. در نهایت، مقدار مطلق متوسط خطا ناشی از به کارگیری فرایند بازسازی نوترون در استخراج مشاهده‌پذیرهای اسپینی تقریباً برابر با ۰/۱ است که مقادیر اندازه‌گیری شده برای این مشاهده‌پذیرها بین – ۰/۵ تا +۰/۶ تغییر می‌کند.

۴. نتایج

با به کارگیری فرایند بازسازی سینماتیک نوترون برای پروتون‌های کانال گسست سه–جسمی دوترون–دوترون، مقادیر توان قطبیدگی برداری برای پیکربندی‌های مختلف استخراج و با نتایج به دست آمده در حالتی که متغیرهای سینماتیکی هر دو ذره دوترون و پروتون با استفاده از BINA به دست آمده‌اند [۱۹] مقایسه شده است. شکل ۶، نتایج توان قطبیدگی برداری iT_{11} (ستون اول) و توان قطبیدگی تانسوری T_{20} و T_{22} (ستون‌های دوم و سوم) کانال گسست سه–جسمی را به عنوان تابعی از متغیر S برای پیکربندی‌های بیان شده در شکل نشان می‌دهد. نقاط با مربع آبی نتایج توان قطبیدگی استخراج شده از طریق روش ارائه شده در این مقاله را نشان می‌دهد. دوایر مشکی نتایج معمول به دست آمده از روش ارائه شده در مرجع [۱۹] که در آن متغیرهای سینماتیکی هر دو ذره با استفاده از BINA اندازه‌گیری شده‌اند، را نشان می‌دهد. زوایهٔ پراکندگی دوترون در این شکل $28^{\circ}\pm5^{\circ}$ است. زوایهٔ پراکندگی پروتون در سمت راست هر نمودار در شکل نشان داده شده است. زوایهٔ سمتی نسبی بین دوترون و پروتون $\varphi_{12}=|\varphi_d-\varphi_p|=$ $180^{\circ}\pm5^{\circ}$ است. مقایسهٔ بین نتایج دو رهیافت نشان می‌دهد که نتایج به دست آمده از رهیافت بازسازی سینماتیکی نوترون با نتایج ارائه شده در [۱۹] مطابقت دارد. نوار خاکستری برای هر پیکربندی در شکل بیانگر میزان عدم قطعیت استفاده از این رهیافت در استخراج توان قطبیدگی است که از اختلاف بین نتایج به دست آمده از دو رهیافت به دست می‌آید. به‌دلیل کوچک بودن کسر سیگنال به پس زمینه برای برخی نقاط نشان داده شده در شکل، میزان اختلاف بین نتایج قابل توجه است که در عدم قطعیت سیستماتیک مربوط به استخراج مشاهده پذیرهای این روش، لحاظ شده است. با به‌کارگیری این رهیافت می‌توان کانال‌های هادرونی پراکندگی دوترون–دوترون که در آن نوترون به عنوان یک ذرهٔ نهایی شناسایی شده است را تحلیل و اثرات ایزواسپین و کولنی را مستقیماً مورد مطالعه قرار داد.

۱. Beam luminosity



شکل ۶. نتایج توان قطبیدگی برداری و تانسوری کانال گسست سه–جسمی دوترون–دوترون تابعی از متغیر S برای پیکربندی‌های ارائه شده در شکل نشان داده شده است. زوایهٔ پراکندگی دوترون در این پیکربندی ها ۲۸ درجه است. مربع‌های آبی نتایج توان قطبیدگی استخراج شده از روش بازسازی سینماتیکی نوترون را نشان می‌دهد. دوایر مشکی نتایج معمول توان قطبیدگی ارائه شده در [۱۹] را نشان می‌دهد. باندهای خاکستری بیانگر عدم قطعیت سیستماتیک ناشی از به کارگیری رهیافت بازسازی سینماتیک نوترون با استفاده از اطلاعات زمان–پرواز است.

به طور خلاصه، امکان‌سنجی آشکارسازی نوترون با استفاده از آشکارسازهای سوسوزن BINA مطالعه شد. از آنجا که بازدهی آشکارسازی نوترون‌ها در سوسوزن‌های E دیوارهٔ جلویی حدود ۱۰٪ است، رهیافتی جدید برپایهٔ اطلاعات زمان–پرواز ذرات برای بازسازی سینماتیک نوترون ارائه شده است. با استفاده از همبستگی بین اندازه‌گیری‌های MWPC و اطلاعات نقطهٔ برخورد ذرات در سوسوزن‌های دیوارهٔ جلویی که از اطلاعات زمان‌پرواز آنها به دست آمده است، موقعیت و زوایای پراکندگی نوترون استخراج شد. از آنجا که امکان اندازه‌گیری انرژی ذرات نوترون از طریق BINA ممکن نیست، با استفاده از اطلاعات زمان–پرواز و قوانین بقای انرژی و تکانه، انرژی نوترون بازسازی شد. برای شناسایی نوترون‌ها از MWPC به عنوان آشکارساز تمایزدهنده (وتو) استفاده شد. برای جداسازی پیکربندی *dn* از *pn* در کانال گسست سه–جسمی پراکندگی دوترون–دوترون، تکنیک شناسایی ذره با تعریف متغیر ΔTOF به کار گرفته شد. در نهایت مشاهده‌پذیرهای اسپینی نظیر توان قطبیدگی برداری و تانسوری با استفاده از این رهیافت استخراج و با نتایج به دست آمده از رهیافت معمول ارائه شده در [۱۹] مقایسه و اعتبارسنجی شد. نتایج به دست آمده می‌تواند مسیر کاوش بیشتر و عمیق‌تر در کانال‌های برهمکنشی را که در آنها نوترون به عنوان یک ذرهٔ حالت نهایی است هموار کند.

تقدیروتشکر

نگارندگان این مقاله از تمام اساتید و همکاران در مؤسسهٔ KVI-CART هلند که به نحوی در به ثمر رسیدن این پژوهش سهیم بودند و به ویژه جناب دکتر ناصر کلانتر–نیستانکی و دکتر ج. گ. مسخندورپ[۱] تشکر و قدردانی می‌کند.

مراجع

1. H Yukawa, *Proc. Phys. Math. Soc. Jpn*. **17** (1935) 8.
2. A Watanabe, *Phys. Rev*. C **103** (2021) 044001.
3. S Pieper, *Phys. Rev*. C **64** (2001) 1.
4. H Witala, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 11.
5. H Witala, *Few Body Syst*. **49** (2010) 61.
6. N Kalantar-Nayestanaki, *Rep. Prog. Phys*. **75** (2012) 016301.
7. I Ciepal, *Phys. Rev.* C **100** (2019) 024003.
8. R Ramazani-Sharifabadi, *Eur. Phys. J.* A **57** (2021) 119.
9. K Ermisch, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5862.
10. K Ermisch, *Phys. Rev.* C **71** (2005) 064004.
11. M Mohammadi-Dadkan, *Eur. Phys. J.* A **56** (2020) 81.
12. A Ramazani-Moghaddam-Arani, *Phys. Rev.* C **78** (2008) 014006.
13. R Ramazani-Sharifabadi, *Eur. Phys. J.* A **55** (2019) 177.
14. H Tavakoli-Zaniani, *Eur. Phys. J.* A **56** (2020) 62.
15. A Ramazani-Moghaddam-Arani, *Phys. Lett.* B. **735**, 4-5 (2013) 282.
16. H Tavakoli-Zaniani, *Eur. Phys. J.* A **57** (2021) 58.
17. R Ramazani-Sharifabadi, Ph.D. Thesis. University of Groningen (2020).
18. H Mardanpour, Ph.D. Thesis, University of Groningen (2008).
19. R Ramazani-Sharifabadi, et al., *Eur. Phys. J.* A **56** (2020) 221.

۱. J. G. Messchendorp