

پراکندگی کشسان یون‌های ^{15}N توسط ^{12}C در 23 MeV

حسن نعناکار^۱ و امیدرضا کاکویی^۲

۱. گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران

۲. پژوهشکده فیزیک و شتابگرها، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران

(دریافت مقاله: ۱۳۹۶/۰۲/۱۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۱۰/۲۶)

چکیده

پراکندگی ^{15}N با انرژی $\text{Elab} = 23\text{ MeV}$ به هدف CH_2 (Au) مطالعه شد. پراکندگی کشسان ^{15}N در بازه زاویه‌ای 19° – 7° با استفاده از آشکارساز نواری سیلیسیوم LEDA اندازه‌گیری شد. با استفاده از داده‌های برهم‌کنش ثبت شده، تصحیح انحراف باریکه ذرات، تعداد یون برخوردی به نمونه و سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ در بازه زاویه‌ای 19° – 7° تعیین شد. همچنین با استفاده از مدل اپتیکی و با استفاده از نرم‌افزار Fresco سطح مقطع پراکندگی برای بازه زاویه‌ای 0° تا 60° در چار چوب آزمایشگاه با مقادیر پارامترهای تعمیم یافته اپتیکی به دست آمد و با داده‌های تجربی مقایسه شد. سطح مقطع نظری حاصل از پتانسیل اپتیکی و داده‌های تجربی حاصل از این کار پژوهشی تفاوت معناداری را در زاویه‌های تحت پوشش نشان می‌دهند.

واژه‌های کلیدی: پراکندگی کشسان، برخورد هسته-هسته، باریکه ^{15}N ، هدف ^{12}C ، مدل اپتیکی، آشکارساز LEDA

۱. مقدمه

پژوهش‌های پراکندگی کشسان هسته‌ها و پرتابه‌های مختلف از آغاز پیدایش فیزیک هسته‌ای مورد توجه هستند. سطح مقطع پراکندگی کشسان به صورت مؤثری جهت استخراج برهم‌کنش‌های پرتابه-هسته مورد استفاده قرار می‌گیرد [۱]. شکل و اندازه هسته اتم‌ها با استفاده از پراکندگی هسته‌ای مشخص می‌شود. همچنین توزیع فضایی جرم و بار هسته توسط پراکندگی تعیین می‌شود [۲]. واکنش‌های پراکندگی کشسان یون‌های سنگین، منبع اصلی اطلاعات ساختار هسته و خصوصیات واکنش‌های هسته‌ای هستند [۳]. پراکندگی کشسان

مهم‌ترین مرحله در برخوردهای هسته‌ای است زیرا دانستن

پراکندگی کشسان پیش‌نیازی برای تشریح برهم‌کنش‌های ناکشسان است [۴].

چندین مدل نظری یا پدیده شناختی با پیچیدگی کم جهت مطالعه برهم‌کنش‌های هسته‌ای از قبیل مدل اپتیکی [۵–۸]، DWBA^۱ [۵ و ۷] و FOLDING Model [۷–۹] وجود دارد. پتانسیل مدل اپتیکی ساده‌ترین و مؤثرترین مدل برای آنالیز پراکندگی هسته‌ای است. تعیین شکل پتانسیل هسته‌ای بین پرتابه و هدف یکی از مسائل برجسته در فیزیک هسته‌ای است. شکل

۱. Distorted Wave Born Approximation

پتانسیل مدل اپتیکی به صورت $V+iW$ است که قسمت حقیقی مربوط به پراکندگی کشسان و قسمت موهومی مربوط به جذب است [۱۰-۱۶]. یافتن پتانسیل هسته‌ای سراسری در نواحی انرژی مختلف از دغدغه‌های محققین است [۱۱ و ۱۷]. به همین منظور داده‌های توزیع زاویه‌ای پراکندگی کشسان در دستگاه‌های مختلف و هسته‌های پرتابه و هدف متفاوت اندازه‌گیری شده و در چارچوب مدل اپتیکی جهت یافتن پتانسیل سراسری جهت تشریح داده‌های تجربی به کار برده می‌شوند [۱۸].

برای مطالعه واکنش و یا پراکندگی به منظور تعیین ساختار حالت‌های هسته‌ای، یون‌های پر انرژی حاصل از شتاب دهنده هسته‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد. با اندازه‌گیری انرژی و توزیع زاویه‌ای ذرات حاصل از برهم‌کنش هسته‌ای با دستگاه آشکارسازی مناسب، امکان تعیین پارامترهای هسته‌ای فراهم خواهد شد. دستگاه‌های آشکارسازی جدید با توجه به کارایی‌شان باعث می‌شوند که حجم زیادی از اطلاعات در زاویه فضایی گسترده به طور همزمان به دست آید. یکی از رایج‌ترین این نوع آشکارسازها که در این آزمایش نیز از آن استفاده شده است آشکارساز نوع نواری سیلیسیوم به شکل حلقوی و با سطح بزرگ است، که از ۸ قطاع تشکیل شده که هر یک دارای ۱۶ نوار p^+ روی صفحه‌روی هستند [۱۹]. اطلاعات انرژی و زمان پرواز تمامی نوارهای آشکارساز به طور همزمان با استفاده از دستگاه الکترونیکی مناسب ذخیره می‌شود. در نتیجه در مدت زمان کوتاهی می‌توان اطلاعات و داده‌های زیادی را جمع‌آوری نمود.

با مطالعه برهم‌کنش $^{12}C(^{14}N, ^{14}N)^{12}C$ در انرژی‌های باریکه ۲۸ و ۳۵ MeV نشان داده شد که سطح مقطع این برهم‌کنش از دو بخش تشکیل شده است: یکی مربوط به پراکندگی کشسان و دیگری مربوط به فرایند انتقال [۲۰]. در زوایای کم فرایند غالب پراکندگی کشسان بوده و در زوایای بزرگ‌تر شکل نوسانی سطح مقطع بیانگر حضور فرایند انتقال است [۲۱]. علاوه بر این، سطح مقطع‌های پراکندگی کشسان ^{15}N برای پژوهشگران مورد توجه زیادی بوده و کارهای پژوهشی متعددی برای بررسی سطح مقطع‌های پراکندگی کشسان ^{15}N از هسته‌های مختلف ^{28}Si , ^{11}B , 1H , 9Be , ^{45}Sc در انرژی‌های مختلف و زوایای

متفاوت انجام و گزارش شده است [۲۲-۲۸]. سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان نیتروژن از ورقه کربن در زوایای حدود ۴۰ تا ۱۴۰ درجه دستگاه مرکز جرم توسط هالبرت و همکاران در سال ۱۹۶۰ اندازه‌گیری شده است. این اندازه‌گیری‌ها در سه انرژی 27.3 MeV ، 23.5 MeV و 21.5 MeV صورت پذیرفته و دقت زاویه‌ای حدود یک درجه بوده است. محاسبات پراکندگی مدل اپتیکی با استفاده از پتانسیل ساکسون انجام شده است [۲۹]. توزیع زاویه‌ای پراکندگی کشسان و ناکشسان یون‌های ^{15}N با هسته 7Li در انرژی آزمایشگاه ۸۱ MeV توسط رودچیک و همکاران در سال ۲۰۱۷ اندازه‌گیری شده است. همچنین پارامترهای پتانسیل اپتیکی شکل وود-ساکسون و پارامترهای تغییر شکل این هسته‌ها محاسبه شده است [۳۰].

در این کار پژوهشی سطح مقطع برهم‌کنش $^{12}C(^{15}N, ^{15}N)^{12}C$ ، در بازه زاویه‌ای حدود $19^\circ - 7^\circ$ در چارچوب آزمایشگاه برای پرتابه ^{15}N با انرژی حدود ۲۳ MeV برای نخستین بار گزارش شده است. برای اندازه‌گیری کمی سطح مقطع برهم‌کنش، تعداد یون‌های فرودی بر روی هدف، تعداد هسته‌های هدف، زاویه فضایی مؤثر هر آشکارساز، تعداد رخدادهای ثبت شده در هر آشکارساز، همچنین تصحیحات لازم جهت انحراف باریکه انجام شده است. همچنین با معرفی مدل اپتیکی مناسب پارامترهای اپتیکی به دست آمد و با استفاده از نرم‌افزار فرسکو^۱ سطح مقطع برهم‌کنش تعیین شد. در این کار پژوهشی ضمن بیان ابزار آرایشی آزمایش راهکار به کار گرفته شده برای آنالیز داده‌ها بیان شده است و سپس سطح مقطع جزئی تجربی به دست آمده با داده‌های نظیر حاصل از محاسبه مقایسه شده است.

۲. روش انجام آزمایش

اندازه‌گیری‌های مربوط به این آزمایش در آزمایشگاه مرکز تحقیقات سیکلوترون دانشگاه UCL کشور بلژیک انجام شده است. باریکه یونی ^{15}N پس از شتاب‌دهی اولیه در شتاب دهنده‌ای

۱. Fresco

است [۳۳]. این اتلاف تقریباً معادل یک درصد از انرژی اولیه ذره آلفا است. برای تحلیل داده‌های ثبت شده در آشکارساز LEDA از نرم‌افزار MIDAS استفاده شده است. این برنامه شامل بخش‌هایی است که شرط‌های مورد نیاز برای تحلیل داده‌ها، مانند تصحیح بهره، جابه‌جایی انرژی، زمان پرواز و نیز تعیین چگونگی طیف‌های خروجی همانند همزمانی، انتخاب داده با انرژی دلخواه و دیگر موارد در آن اعمال می‌شود.

به این ترتیب با تعیین طیف‌های زمان پرواز بر حسب انرژی محصولات برهم‌کنش و مقایسه آن با سینماتیک محصولات برهم‌کنش شرکت کننده در آزمایش امکان دسته بندی محصولات برهم‌کنش فراهم می‌شود (برای نمونه شکل ۲) که با تصویر محصولات برهم‌کنش بر روی محور انرژی امکان تعیین تعداد رخدادها به دست می‌آید (شکل ۳).

۳. بحث

برای تعیین سطح مقطع پراکندگی تجربی لازم است کمیت‌های مختلف مؤثر در آن تعیین شوند. در رابطه (۱) بهره ثبت شده در آشکارساز نشان داده شده است

$$Y = N_i N_T \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Delta\Omega_{\text{eff}}, \quad (1)$$

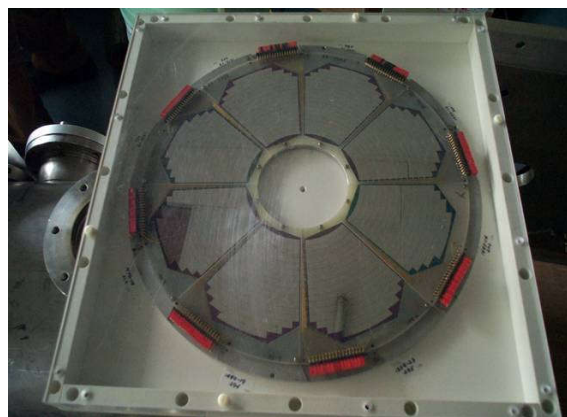
در این رابطه $d\sigma/d\Omega$ سطح مقطع تجربی، $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ زاویه فضایی مؤثر آشکارساز، N_T تعداد اتم‌های هدف و N_i تعداد یون‌های فرودی برخورد کننده به هدف است. به این ترتیب برای تعیین سطح مقطع برهم‌کنش تجربی، لازم است مقادیر بیان شده برای تمامی آشکارسازها محاسبه شوند که در ادامه نحوه محاسبه این پارامترها بیان می‌شود [۳۴].

۳.۱. محاسبه زاویه فضایی آشکارساز

زاویه فضایی هر نوار با دقت مناسبی از رابطه زیر به دست می‌آید

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2} \times \cos(\theta) \quad (2)$$

$$= \frac{\text{مساحت نوار}}{(\text{فاصله هدف تا نوار})^2} \times \cos(\theta)$$



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تصویر آشکارساز LEDA.

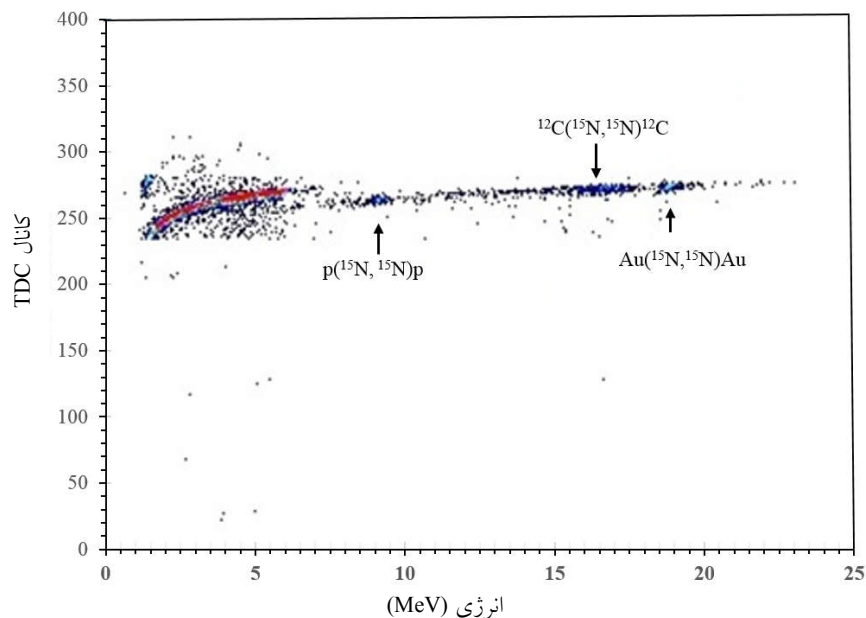
از نوع سیکلوترون تا انرژی نهایی $E_{\text{lab}} = 23\text{ MeV}$ شتاب داده می‌شود. سپس هسته پراثری ^{15}N به هدف $(\text{CH}_2)\text{Au}$ به ضخامت‌های $(250\ \mu\text{g}/\text{cm}^2)$ CH_2 و $(10\ \mu\text{g}/\text{cm}^2)$ Au برخورد داده می‌شود.

برای آشکارسازی محصولات برهم‌کنش از آشکارساز LEDA^۱ استفاده شده است [۳۱]. از نوع آشکارساز واری سیلیسیومی سد سطحی به شکل حلقوی و با سطح بزرگ است، که از ۸ قطاع و هر قطاع از ۱۶ نوار تشکیل شده است. قطر داخلی آشکارساز ۱۰ cm و قطر خارجی آن ۲۶ cm است. پهنای هر نوار ۵ mm و فاصله بین آنها ۱۰۰ μm است.

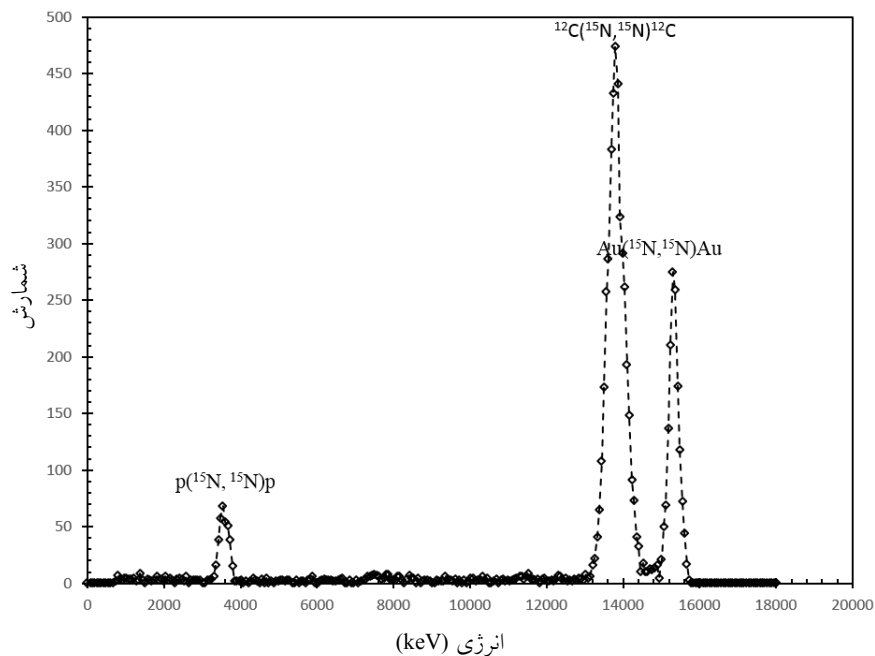
در این آزمایش آشکارساز در اتاقک خلاء به ابعاد $40 \times 40 \times 55\text{ cm}$ نصب شده است. فاصله هدف تا مرکز آشکارساز $395/7\text{ mm}$ اندازه‌گیری شده است. با استفاده از دمنده‌های اولیه روتاری و ثانویه توربومولکولار، خلاء حدود 10^{-7} torr در محفظه برهم‌کنش قابل دستیابی است. حتی المقدور سعی می‌شود تا صفحه این آشکارساز عمود بر محور باریکه نصب شود. در این آزمایش آشکارساز سیلیسیوم نواری بازه زاویه‌ای $19^\circ - 7^\circ$ را با قدرت تفکیک زاویه‌ای 5° پوشش می‌دهد. در شکل ۱ تصویر این آشکارساز نشان داده شده است.

برای مدرج سازی انرژی آشکارساز از چشمه سه‌گانه آلفا شامل ^{244}Cm - ^{241}Am - ^{239}Pu که در محل هدف قرار داده می‌شود استفاده شده است [۳۲]. با توجه به اتلاف انرژی در لایه مرده آشکارساز، انرژی در نظر گرفته شده برای قله آلفا تصحیح شده

۱. Louvain Edinburgh Detector Array



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طیف انرژی حاصل از برهم‌کنش بین هسته N^{15} و هدف CH_7 (Au) در زاویه 17° ، محور افقی انرژی و محور عمودی زمان پرواز بر حسب نانوثانیه.

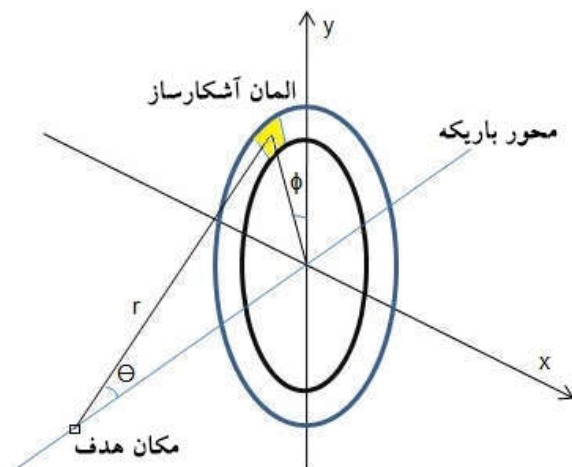


شکل ۳. نمونه‌ای از طیف انرژی هسته N^{15} پراکنده شده از هدف CH_7 (Au) در زاویه 17° ، محور افقی انرژی و محور عمودی تعداد شمارش.

نظر باید در $\cos(\theta)$ ضرب شود که θ زاویه پراکندگی ذره با راستای باریکه است.

آرایه‌های آشکارساز نواری سیلیسیوم LEDA در بازه

مطابق شکل ۴ مرکز هر نوار به عنوان نقطه مشخصه نوار جهت تعیین فاصله از هدف در نظر گرفته شده است [۳۳]. به علت هندسه سطح آشکارساز، جهت تعیین زاویه فضایی، المان مورد



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) شمایی از متغیرهای در نظر گرفته شده برای تعیین زاویه فضایی برای هر نوار آشکارساز LEDA.

جدول ۱. زاویه فضایی آشکارساز.

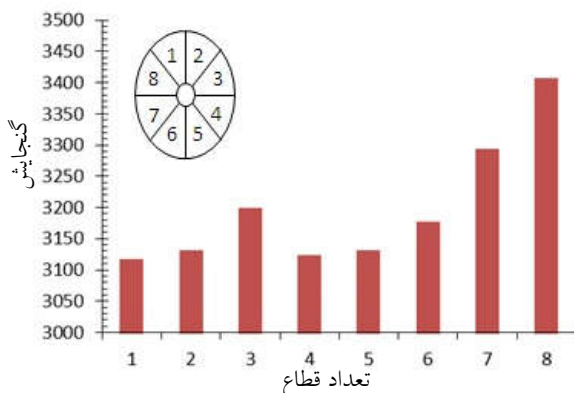
| شماره نوار | R_i (cm) | R_o (cm) | θ (DEG) | مساحت نوار (cm^2) | $\Omega \cdot 10^{-3}$ (Sr) |
|------------|------------|------------|----------------|------------------------------|-----------------------------|
| ۰ | ۱۲٫۵ | ۱۲٫۹۹ | ۱۹٫۴ | ۲٫۰۶ | ۱٫۱۳ |
| ۱ | ۱۲ | ۱۲٫۴۹ | ۱۸٫۷ | ۳٫۰۱ | ۱٫۶۷ |
| ۲ | ۱۱٫۵ | ۱۱٫۹۹ | ۱۸ | ۳٫۶۱ | ۲٫۰۳ |
| ۳ | ۱۱ | ۱۱٫۴۹ | ۱۷٫۳ | ۳٫۹۴ | ۲٫۲۳ |
| ۴ | ۱۰٫۵ | ۱۰٫۹۹ | ۱۶٫۸ | ۳٫۷۶ | ۲٫۱۵ |
| ۵ | ۱۰ | ۱۰٫۴۹ | ۱۶٫۸ | ۳٫۵۸ | ۲٫۰۷ |
| ۶ | ۹٫۵ | ۹٫۹۹ | ۱۵٫۱ | ۳٫۴ | ۱٫۹۸ |
| ۷ | ۹ | ۹٫۴۹ | ۱۴٫۳ | ۳٫۲۲ | ۱٫۸۹ |
| ۸ | ۸٫۵ | ۸٫۹۹ | ۱۳٫۶ | ۳٫۰۴ | ۱٫۸۰ |
| ۹ | ۸ | ۸٫۴۹ | ۱۲٫۹ | ۲٫۸۶ | ۱٫۷۱ |
| ۱۰ | ۷٫۵ | ۷٫۹۹ | ۱۲٫۱ | ۲٫۶۸ | ۱٫۶۱ |
| ۱۱ | ۷ | ۷٫۴۹ | ۱۱٫۴ | ۲٫۵ | ۱٫۵۲ |
| ۱۲ | ۶٫۵ | ۶٫۹۹ | ۱۰٫۶ | ۱٫۳۲ | ۱٫۴۲ |
| ۱۳ | ۶ | ۶٫۴۹ | ۹٫۹ | ۲٫۱۵ | ۱٫۳۲ |
| ۱۴ | ۵٫۵ | ۵٫۹۹ | ۹٫۱ | ۱٫۹۷ | ۱٫۲۲ |
| ۱۵ | ۵ | ۵٫۴۹ | ۸٫۳ | ۱٫۷۹ | ۱٫۱۱ |

۲.۳. محاسبه N_T

در این آزمایش CH_2 به عنوان هدف بوده و تعداد هسته‌های آن از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$N_T = \frac{N_A \rho \Delta x}{A}, \quad (3)$$

زاویه‌ای حدود 7° تا 19° را با دقت کمتر از 0.5° پوشش می‌دهند. هر نوار دارای زاویه فضایی متفاوت است که برای محاسبه سطح مقطع پراکندگی، زاویه فضایی هر نوار باید به دقت محاسبه شود.



شکل ۵. رنگی در نسخه الکترونیکی) تعداد ذرات آشکارسازی شده برای هر نوار آشکارساز در زاویه 17.8° ، به همراه نحوه قرار گیری قطاع‌های آشکارساز در ابزار آرایی آزمایش.

$10^{13} \times 9.401$ به دست آمد.

۴.۳. تصحیح انحراف باریکه

با توجه به هندسه آزمایش و باریکه فرودی انتظار می‌رود که رخدادهای پراکندگی ثبت‌شده به وسیله آشکارساز LEDA دارای تقارن سمتی بوده و از زاویه φ مستقل باشند، ولی مجموع رخدادهای هر قطاع آشکارسازی که در شکل ۵ نشان داده شده بیانگر آن است که رخدادهای ثبت شده روی قطاع‌های مختلف، متفاوت است.

این تفاوت به دلیل انحراف باریکه از محور تقارن استوانه‌ای چینش آشکارسازها در محفظه برهم‌کنش است. در این کار پژوهشی اندازه این انحراف باریکه با توجه به خواص پراکندگی کشسان تعیین شده و به صورت یک خطای سیستماتیک در داده‌های تجربی تصحیح شده است. برای تعیین اندازه این انحراف باریکه، از خاصیت تقارن سمتی پراکندگی کشسان استفاده شده است. در پراکندگی کشسان، توزیع زاویه‌ای احتمال پراکندگی ذرات باریکه نسبت به θ_{CM} حساس بوده ولی دارای تقارن استوانه‌ای است [۳۵].

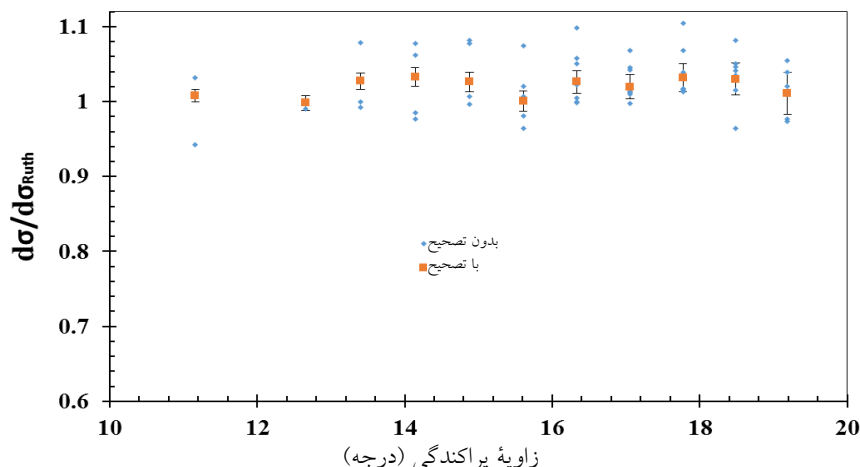
با در نظر گرفتن فیزیک فوق، برنامه‌ای جهت تعیین اندازه انحراف باریکه به زبان فرترن نوشته شده است. برای تصحیح انحراف باریکه از روش تحلیلی استفاده شده است [۳۶]. محاسبه نسبت $d\sigma_{\text{exp}}/d\sigma_{\text{Rutherford}}$ اساس تعیین انحراف باریکه از محور

که در آن N_A عدد آووگادرو، A ، ρ و Δx به ترتیب عدد جرمی، جرم حجمی و ضخامت CH_2 است. برای هدف با ضخامت $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ تعداد هسته‌های هدف $(\text{atoms}/\text{cm}^2)$ $10^{19} \times 1.075$ به دست می‌آید.

۳.۳. محاسبه تعداد یون‌های برخوردی به هدف با

استفاده از برهم‌کنش $^{197}\text{Au}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{N})^{197}\text{Au}$

برای محاسبه تعداد یون‌های پرتابه N_i می‌توان از رابطه (۱) استفاده کرد که در آن Y تعداد رخدادهای ثبت شده توسط آشکارساز، N_T تعداد اتم‌های هدف طلا، $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ سطح مقطع پراکندگی و $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ زاویه فضایی مؤثر هر نوار آشکارسازی است. با توجه به ضخامت $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ لایه طلا انباشت شده بر روی CH_2 ، چگالی سطحی اتم‌های طلا برابر $(\text{atoms}/\text{cm}^2)$ $10^{16} \times 3.06$ با استفاده از رابطه (۳) به دست می‌آید. برای نوار آشکارسازی که در زاویه 17° قرار دارد زاویه فضایی با استفاده از رابطه (۲) مقدار $10^{-3} \times 2/22$ استرادیان به دست آمد. با توجه به انرژی باریکه فرودی و عدد اتمی هدف، سطح مقطع پراکندگی از نوع پراکندگی رادرفورد بوده و برای زاویه 16° مختصات آزمایشگاه به مقدار $10^6 \times 2.27$ (mb/sr) است. مقدار Y برای نوار آشکارسازی مورد نظر با استفاده از نرم‌افزار MIDAS به تعداد ۱۴۴۶ به دست آمد و بنابراین تعداد یون‌های برخوردی به هدف با استفاده از رابطه (۱) مقدار



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) سطح مقطع پراکندگی اندازه‌گیری شده به سطح مقطع پراکندگی رادرفورد بر روی هدف ^{12}C قبل از تصحیح انحراف باریکه و پس از آن خطای ناشی از آمار شمارش برای داده تصحیح شده اضافه شده است.

۱/۴۶ - و 0.48 mm -) به دست آمد. بنابراین جهت انجام محاسبات ابتدا میزان تصحیح فوق اعمال شد. شکل ۶ سطح مقطع پراکندگی اندازه‌گیری شده به سطح مقطع پراکندگی رادرفورد بر روی هدف ^{12}C قبل و پس از تصحیح انحراف باریکه را نشان می‌دهد.

۳.۵. محاسبه سطح مقطع برهم‌کنش $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$

برای محاسبه سطح مقطع پراکندگی برهم‌کنش $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ در ابتدا با تحلیل داده‌ها توسط نرم‌افزار MIDAS و با توجه به سینماتیک برهم‌کنش داده‌های پراکندگی کشسان ^{15}N از هدف ^{12}C به دست آمده و سپس تصحیح‌های انحراف باریکه بر روی داده‌های به دست آمده انجام شد. اگر چه در محاسبات نظیر عملاً نسبت سطح مقطع تجربی به سطح مقطع رادرفورد گزارش می‌شود ولی در این کار پژوهشی با توجه به حضور لایه نازک طلا در کنار هدف مورد استفاده، تعداد یون‌های ^{15}N برخوردی به نمونه به صورت کمی تعیین شد. جزئیات این محاسبه در قسمت قبل با استفاده از برهم‌کنش $^{197}\text{Au}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{N})^{197}\text{Au}$ توضیح داده شد. به این ترتیب برای هر نوار آشکارساز سطح مقطع پراکندگی به صورت مطلق محاسبه شد. برای نمونه برای قطاع هشتم و زاویه 17.13° آشکارساز با استفاده از رابطه (۱) مقدار سطح مقطع پراکندگی رادرفورد. در جدول ۲ سطح مقطع پراکندگی به دست آمده به همراه میزان خطای آن نشان داده شده است.

اصلی آشکارساز LEDA است. برای این منظور، با توجه به هندسه آزمایش و داده‌های تجربی، محور هندسی فرضی دستگاه آشکارسازی در نظر گرفته شده است و با اعمال این تصحیح بر مقدار سطح مقطع رادرفورد، نسبت سطح مقطع تجربی به رادرفورد برای تمامی قطاع‌ها تعیین شده است. این محاسبات برای محدوده به مساحت 1 cm^2 از مرکز تقارن هندسی دستگاه آشکارسازی انجام شده است. سپس مقادیر χ^2 با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود

$$\chi^2 = \sum_i (Y_i - \bar{Y})^2 / \sigma_i^2. \quad (4)$$

در این رابطه Y_i بیانگر $d\sigma_{\text{exp}} / d\sigma_{\text{Rutherford}}$ و σ_i انحراف معیار مقادیر محاسبه شده است. با فرض $\bar{Y} = \sigma_{\text{exp}} / \sigma_{\text{Rutherford}}$ میزان میانگین وزنی سطح مقطع با استفاده از معادله زیر حساب شده است.

$$\bar{Y} = \frac{\sum_i (1/\sigma_i^2) Y_i}{\sum_i (1/\sigma_i^2)}, \quad (5)$$

به این ترتیب مکان نظیر با کمترین مقدار χ^2 به‌عنوان محور واقعی دستگاه آشکارسازی تعیین شده است.

برای چینه‌آزمایش بیان شده در این مقاله، میزان انحراف باریکه با روش بالا برای برهم‌کنش $^{12}\text{C}(^{15}\text{N}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ محاسبه شد که میزان انحراف باریکه یونی با محور تقارن آشکارساز (mm)

وود- ساکسون مطابق زیر است

$$V_{\text{Nuclear}}(r) = \frac{-V_0}{\left[1 + e^{\frac{r-R_V}{a_V}}\right]^2} + i \frac{-W_0}{\left[1 + e^{\frac{r-R_W}{a_W}}\right]^2} \quad (9)$$

در اینجا $(i=V \text{ or } W)$ ، $R_i = r_i(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ ، که در آن A_P و A_T به ترتیب جرم هسته پرتابه و هدف و r_V و r_W شعاع‌های پارامترهای بخش حقیقی و موهومی پتانسیل هسته هستند.

با در نظر گرفتن پارامترهای عمق پتانسیل حقیقی و موهومی، شعاع‌های r_V و r_W که بهترین سازگاری با داده‌های سطح مقطع پراکندگی کشسان را می‌توان به دست آورد. به منظور انجام این کار جستجوی χ^2 را انجام دادیم. محاسبه خطای χ^2 به صورت زیر است

$$\chi^2 = \frac{1}{N_\sigma} \sum_{i=1}^{N_\sigma} \frac{(\sigma_{th} - \sigma_{ex})^2}{(\Delta\sigma_{ex})^2}, \quad (10)$$

در اینجا σ_{th} ، σ_{ex} و $\Delta\sigma_{ex}$ به ترتیب سطح مقطع نظری، سطح مقطع تجربی و اختلاف خطای سطح مقطع تجربی و N_σ تعداد کل زاویه‌های اندازه‌گیری شده است. محاسبه خطای χ^2 با فرض ثابت بودن خطای تجربی ۱۰ درصد برای همه داده‌ها انجام شده است. برای شعاع قسمت حقیقی σ_V کمترین مقدار χ^2 معمولاً در حدود ۰٫۹ fm و برای شعاع موهومی r_W حدود ۱٫۵ fm به دست آمد. پارامترهای پخش شدگی برای دو بخش پتانسیل حقیقی و موهومی مقدار ثابت $a_V = a_W = ۰٫۷$ fm به دست آمد.

برای محاسبه بخش‌های حقیقی و موهومی پتانسیل هسته‌ای از معادلات زیر استفاده می‌شود.

$$V_0 = 11.01 + 2.1 \frac{Z_T}{A_T^{1/3}} + 0.65E, \quad (11)$$

$$W_0 = 6.10 + 0.48 \frac{Z_T}{A_T^{1/3}} - 0.15E, \quad (12)$$

که در آن E انرژی در چارچوب آزمایشگاه پرتابه و Z_T و A_T به ترتیب عدد اتمی و عدد جرمی هسته هدف می‌باشند. برای برهم‌کنش $^{15}\text{N} + ^{12}\text{C}$ مقادیر $V_0 = 13.055$ MeV و $W_0 = 3.81$ MeV به دست آمد.

با به کار بردن پارامترهای اپتیکی به دست آمده در کد Fresco برای زاویه ۰ تا ۶۰ درجه، نسبت سطح مقطع پراکندگی

جدول ۲. سطح مقطع تجربی پراکندگی تجربی ^{15}N با انرژی فرودی ۲۳ MeV از هسته کربن هدف CH_2 .

| $d\sigma/d\Omega(\text{barn/Sr})$ | Θ_{cm} |
|-----------------------------------|----------------------|
| 96.37 ± 0.79 | ۳۷٫۱۱ |
| 56.06 ± 0.57 | ۴۶٫۱۲ |
| 48.96 ± 0.52 | ۴۸٫۱۳ |
| 39.62 ± 0.46 | ۲۲٫۱۴ |
| 32.48 ± 0.40 | ۹۵٫۱۴ |
| 25.92 ± 0.35 | ۶۸٫۱۵ |
| 23.01 ± 0.33 | ۴۱٫۱۶ |
| 18.52 ± 0.29 | ۱۳٫۱۷ |
| 16.69 ± 0.29 | ۸۴٫۱۷ |
| 13.57 ± 0.29 | ۵۵٫۱۸ |
| 11.67 ± 0.32 | ۲۶٫۱۹ |

۴. محاسبات مدل اپتیکی

در مسئله پراکندگی، بر طبق مدل اپتیکی فرم پتانسیل برهم‌کنش را می‌توان به سادگی به صورت زیر نوشت

$$V_{\text{total}}(r) = V_{\text{Nuclear}}(r) + V_{\text{Coulomb}}(r) + V_{\text{Centrifugal}}(r) \quad (6)$$

در پتانسیل مؤثر کل، پتانسیل‌های کولنی و جانب مرکز کاملاً شناخته شده‌اند [۳۷]. در پتانسیل کولنی بار پرتابه Z_{pe} در تعامل با بار هدف Z_{Te} توزیع یکنواخت کروی به شعاع R_C دارد که از رابطه زیر به دست می‌آید

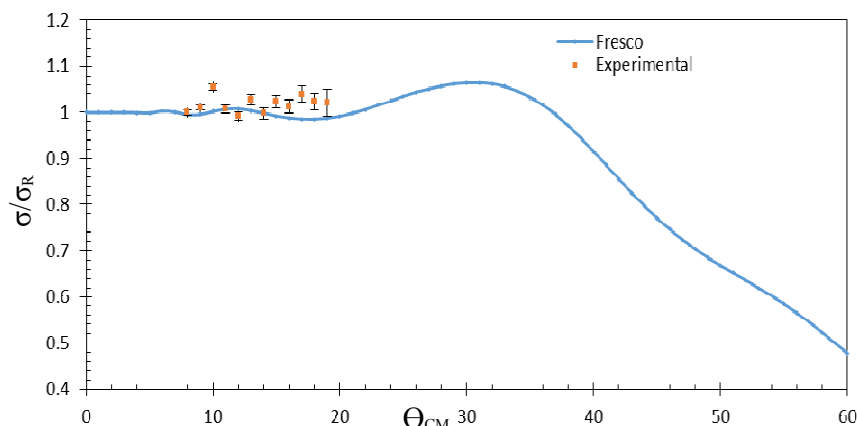
$$V_{\text{Coulomb}}(r) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{r}, & r \geq R_C \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_T e^2}{R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), & r \leq R_C \end{cases} \quad (7)$$

که در آن R_C شعاع کولنی، در محاسبات ۱٫۲ fm در نظر گرفته شده است.

پتانسیل جانب مرکز به صورت زیر است

$$V_{\text{Centrifugal}}(r) = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2} \quad (8)$$

که در آن ℓ عدد کوانتومی گشتاور زاویه‌ای و μ جرم کاهش یافته پرتابه و هدف است. در نهایت پتانسیل هسته‌ای از ترکیب از شکل حقیقی پتانسیل وود- ساکسون و شکل مختلط پتانسیل



شکل ۷. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه سطح مقطع نسبی پراکندگی حاصل از باریکه ^{15}N با انرژی $E_{\text{lab}}=23\text{ MeV}$ از هدف ^{12}C ، مقادیر تجربی حاصل از آزمایش، مقادیر نظری حاصل از مدل اپتیکی و نرم‌افزار Fresco.

تاندم 6 MV در مراکز با تسهیلات کوچک، برهم‌کنش هسته-هسته برای هسته‌های سبک حول انرژی سد کولنی ممکن است. با توجه به گستردگی این مراکز و سهولت دسترسی به آنها، انجام آزمایش‌های تکمیلی جهت درک عمیق برهم‌کنش هسته-هسته ممکن خواهد شد.

۵. برآورد خطا

خطاهای برآورد شده برای محاسبه سطح مقطع شامل منابع خطاهای آماری و سیستماتیک است. سهم خطای آماری برای زاویه 8° درجه از حدود 0.5% درصد و با کاهش آمار شمارش در زاویه 19° درجه حدود 3% درصد تعیین شده است. خطاهای سیستماتیک شامل خطای اندازه‌گیری در ضخامت هدف در حدود 5% درصد، خطای زاویه فضایی هندسه آشکارساز $(\Delta\Omega)$ کمتر از 1% درصد و خطای تعداد یون‌های باریکه ^{15}N کمتر از 1% درصد است (لازم به ذکر است که از خاصیت پراکندگی رادرفورد یون فرودی از لایه Au برای تعیین تعداد یون‌های باریکه فرودی استفاده شده است). در مجموع خطای سیستماتیک این آزمایش حدود 6% درصد برآورد می‌شود.

۶. نتیجه‌گیری

در این کار پژوهشی، برهم‌کنش باریکه یونی ^{15}N با انرژی $E_{\text{lab}}=23\text{ MeV}$ به هدف $\text{CH}_2(\text{Au})$ بررسی شد. با استفاده از

به سطح مقطع پراکندگی رادرفورد در شکل ۷ رسم شده است. همچنین برای زوایای بین 8° تا 19° درجه داده‌های تجربی در همان شکل نشان داده شده است.

در برخورد هسته-هسته، چندین فرایند متفاوت رخ می‌دهد. طبیعت و اندازه نسبی این فرایندها به انرژی موجود در دستگاه مرکز جرم، ساختار هسته‌های هدف و پرتابه بستگی دارد. تعیین دامنه هسته‌ای در زاویه‌های نزدیک روبه‌جلو از داده‌های تجربی، موضوع جالب در برخورد هسته-هسته است. با استفاده از داده‌های تجربی حاصل از این کار پژوهشی و آزمایش‌های نظیر این امکان فراهم می‌شود تا با استفاده از داده‌های تجربی پراکندگی، ویژگی‌های شکست در سطح هسته مشخص شود. تفاوت معنادار سطح مقطع نظری حاصل از پتانسیل اپتیکی با مقادیر پارامترهای تعمیم‌یافته و داده‌های تجربی حاصل از این کار پژوهشی عدم دقت کافی مقادیر پارامترهای تعمیم‌یافته پتانسیل اپتیکی برای برهم‌کنش تحت مطالعه را نشان می‌دهد. برای تحلیل مناسب این پدیده دستیابی به داده‌های تجربی با آمار شمارش کافی و پوشش زاویه‌ای مناسب ضروری است. بدیهی است دستیابی به این اطلاعات با استفاده از تسهیلات بزرگی نظیر تجهیزات بزرگ موجود در مرکز تحقیقات سیکلوترون دانشگاه UCL کشور بلژیک هزینه زیادی دارد و عملاً دستیابی به اطلاعات کافی برای این زمینه مطالعاتی مقدور نیست. هم‌اکنون با دسترسی به شتاب‌دهنده

پارامترهای تعمیم‌یافته پتانسیل اپتیکی برای برهم‌کنش تحت مطالعه دقت کافی ندارند. برای تحلیل مناسب ویژگی‌های شکست در سطح هسته دستیابی به داده‌های تجربی با آمار شمارش کافی و پوشش زاویه‌ای مناسب ضروری است.

قدردانی

نویسندگان مقاله از پروفیسور کارمن انگلو مسئول آزمایش PH214 از مرکز تحقیقات سیکلوترون در دانشگاه UCL بلژیک، برای فراهم نمودن امکان استفاده از داده‌های تجربی قدردانی می‌نمایند. قسمتی از این کار توسط برنامه PAI بلژیک ۵.۰۷ p که از قطب‌های جذاب بین دانشگاهی خدمات فدرال دولت بلژیک برای امور علمی، فنی و امور فرهنگی است، حمایت شده است.

آشکارساز سطح گسترده نواری سیلیسیوم (LEDA) که در فاصله ۳۵۹٫۷ mm از هدف نصب شده، آشکارسازی محصولات برهم‌کنش‌ها انجام شد. سپس با در نظر گرفتن واکنش‌های محتمل و سینماتیک برهم‌کنش‌ها و با استفاده از نرم‌افزار MIDAS و لحاظ نمودن شروط مناسب اطلاعات مورد نظر استخراج شده است. با استفاده از روشی ابداعی تصحیحات لازم جهت انحراف باریکه یونی انجام پذیرفت که در این آزمایش مقدار آن (۱٫۴۶ mm و -۰٫۴۸ mm) محاسبه شد. با توجه به شرایط آزمایش سطح مقطع پراکندگی $^{12}\text{C}(^{15}\text{N},^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ به صورت مطلق تعیین و گزارش شده است. سطح مقطع نظری حاصل از پتانسیل اپتیکی با مقادیر پارامترهای تعمیم یافته و داده‌های تجربی حاصل از این کار پژوهشی تفاوت معناداری را در زاویه تحت پوشش نشان می‌دهند. نتایج این کار پژوهشی نشان می‌دهد که مقادیر

مراجع

1. M E Farid *et al.*, *Life Sci. J.* **11** (2014) 208.
2. P E Hodgson, "Growth Points in Nuclear Physics", Pergamon Press, Oxford (1980).
3. J C Blackman, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 34606.
4. W Norenberg, "Basic Concept in the Description of Collisions Between Heavy Nuclei, in Heavy Ion Collisions", ed. R Bock, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1980).
5. G R Satchler, "Introduction to Nuclear Reactions", McMillan Press Ltd, London (1980).
6. A Aydın, " $^{40}\text{Ar}(p,p)^{40}\text{Ar}$ Esnek Saçılmasının 22.6, 27.5, 30.0 ve 36.7 MeV Proton Enerjilerinde Optiksel Model Analizi", PhD Thesis, Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Samsun (1997).
7. G R Satchler, "Direct Nuclear Reactions", Oxford University Press, New York (1983).
8. M E Brandan and G R Satchler, *Phys. Reports* **285** (1997) 143.
9. I Boztosun, "Coupled-Channels Calculations for the Scattering of Deformed Light Heavy-Ions: A Challenge to the Standard Approach", PhD thesis, Oxford University, UK (2000) 65.
10. Y Kondo, Y Sugiyama, Y Tomita, Y Yamamuchi, H Ikeozé, K Idenio, S Hamada, T Sugimutsu, M Hijiya, and H Fujita, *Phys. Lett. B* **365** (1996) 17.
11. M P Nicoli, F Freeman, R M Aissaou, N Beck, E Elanigue, A Noucier, R Morsad, A Szilner, S Basrak, M E Brandan, *Nucl. Phys. A* **654** (1999) 882.
12. D T Khoa, W von Ortezén, H G Bohlen, and F Nuoffer, *Nucl. Phys. A* **672** (2000) 387.
13. Y Kondo, B A Robson, and R Smith, *Phys. Lett. B* **227** (1989) 310.
14. Y Kondo, F Michel and G Reidemeister, *Phys. Lett. B* **242** (1990) 340.
15. M M Gonzalez and M E Brandan, *Nucl. Phys. A* **693** (2001) 603615.
16. M E Kürkçüoğlu and H Aytékin, *Ind. J. of Phys.* **80** (2006) 641.
17. M E Kürkçüoğlu, " $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ Esnek Saçılmasının Fenomenolojik ve Mikroskopik Potansiyeller ile Optik Model Analizleri", PhD Thesis, Onguldak Karaelmas University, Fen Bilimleri Enstitüsü, Zonguldak (2006) 227.
18. J cook, *Nucl. Phys. A* **388** (1982) 153.
۱۹. ر کاکویی و همکاران، مجله پژوهش فیزیک ایران ۴، ۱ (۱۳۸۲) ۲۳.
19. O R Kakuee *et al.*, *Iranian J. phys. Res.* **4**, 1 (2003) 23.
20. W Von Orzen and H G Bohlen, *Phys. Rep.* **19**, (1975) 1.
21. L Auditore *et al.*, *Heavy Ion Phys.* **17** (2003) 41.
22. A T Rudchik *et al.*, *Nucl. Phys. A* **947** (2016) 161.
23. A Gurbich, *Nucl. Instr. And Meth. B* **266** (2008) 1193.
24. T Yamaya *et al.*, *Phys. Lett. B* **417** (1998) 7.
25. A T Rudchik *et al.*, *Nucl. Phys. A* **941** (2015) 167.
26. W Henning *et al.*, *Phys. Rev. C* **15** (1977) 292.
27. S Bashkin *et al.*, *Phys. Rev.* **114** (1959) 1543.

- ۱.۳۴ ر کاکویی، "تحلیل داده‌های پراکندگی باریکه رادیواکتیو He^+ ب Pb^{2+} "، رساله دکتری، دانشگاه امیرکبیر، تهران (۱۳۸۲).
35. K S Krane, "Introductory Nuclear Physics", Wiley, New York (1988).
36. J Rahighi *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Research A* **578** (2007) 185.
37. Y Kucuk and I Boztosun, *Nucl. Phys. A* **764** (2006) 160.
28. G Dearnaley *et al.*, *Phys. Lett.* **1** (1962) 269.
29. M L Halbert, C E Hunting, and A Zucker, *Phys. Rev.* **117** (1960) 1545.
30. A T Rudchik, *Nucl. Phys. A* **958** (2017) 234.
31. T Davinson, *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Research A* **545** (2000) 350.
32. G F E Knoll, "Radiation Detection and Measurment", Wiley (1979).
33. W R Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer-Verlag (1994).