

بررسی سطح مقطع برکنی نوترون از ایزوتوپ های هالوی کربن فرد $^{15-19}\text{C}$ در برخورد با بریلیوم با استفاده از مدل سربر و تعمیم یافته آن

رئیس، مرتضی؛ اسماعیلی، جعفر؛ کرمی، زهرا

دانشگاه شهرکرد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده:

در این مقاله با استفاده از مدل سربر و تعمیم یافته آن (برخورد مجانبی) سطح مقطع برکنی نوترون از ایزوتوپ های هالوی کربن $^{15-19}\text{C}$ تا ۱۹ در برخورد با هسته برلیوم مورد بررسی قرار گرفته است. در این محاسبات از مدل تابع موجهای یوکاوا (هر دو مدل)، نوسانگر هماهنگ ساده، گاوسی و هولتن (مدل تعمیم یافته) برای توصیف حرکت نسبی نوکلئون-قلب در هسته پرتابه استفاده شده است. وابستگی بیشتری سطح مقطع ها به تابع موج در مدل تعمیم یافته نسبت به مدل سربر مشاهده می شود. همچنین نتایج مدل سربر به مقادیر تجربی نزدیکتر است. منشاء اختلاف این دو مدل با تجربه ناشی از مدل ساده دیسک سیاه و سهم دو فرایند شکست پراشی و کولمبی است که در این دو مدل منظور نشده است.

کلمات کلیدی: فرایند برکنی نوترون، ایزوتوپ کربن، مدل سربر، هسته هالو

مقدمه

در چند ده گذشته بیشتر مطالعات واکنش های هسته ای محدود به پرتابه های پایدار بوده است. اما امروزه با پیشرفت سامانه های تولید کننده باریکه های ثانویه زمینه جدیدی در فیزیک هسته ای ایجاد شده است که می توان پرتابه های رادیواکتیو (اگزوتیک) با انرژی های بالای سد کولمبی، ۵۰ تا 1000 MeV/c را فراهم نمود [۱]. تولید ایزوتوپها و عناصر جدید، اندازه گیری دقیق جرم هسته ها، بررسی خواص حالت های تک ذره ای مدل لایه ای در واکنشهای هسته-ای، آزمون مدل های هسته ای جدید از اهداف این سامانه ها می باشد. در این بین مطالعه ساختار هسته های ناپایدار که گسیل کننده نوترون و پروتون هستند (با انرژی جدایی نزدیک به صفر در مجاورت خطوط درپ نوترون و پروتون در نمودار $N-Z$) بسیار مورد توجه است. در این هسته ها یک یا دو نوکلئون وجود دارد که دارای قید کمتری نسبت به بقیه نوکلئون های هسته دارد. به این نوکلئونها، نوترون یا پروتون هالو گفته می شود. یکی از خصوصیات بارز این هسته ها بزرگ بودن شعاع آنها نسبت به هسته های مجاور است [۲]. اولین بار تانی هاتا شعاع ایزوتوپهای ناپایدار، Li ، He ،

Be را با استفاده از اندازه‌گیری سطح مقطع برهم‌کنش آنها با هدف‌های پایدار Al و C ، Be به دست آورد که در بین آنها هسته ${}^{7}Li$ دارای شعاع بزرگتری است [۳]. این اثر نشان دهنده وجود یک دنباله‌ای طولانی در ورای توزیع ماده هسته‌ای است. با پیشرفت در طراحی و ساخت آشکارسازهای حساستر امکان مطالعه دقیقتر ساختار درونی این هسته‌ها فراهم شد. در برخورد این هسته با یک هدف نوعی یک یا دو نوترون هالو در برهم‌کنش با هسته هدف می‌تواند جذب هسته شده و بقیه هسته به صورت یک پاره از هسته هدف به صورت الاستیک پراکنده شود. با اندازه‌گیری توزیع تکانه طولی، عرضی و سطح مقطع برکنی می‌توان اطلاعات مهمی در مورد حرکت نسبی نوکلئون-قلب یا معادل آن توزیع تکانه زاویه‌ای نسبی در داخل هسته پرتابه به دست آورد. تاکنون اندازه‌گیری مختلفی بر روی این سه کمیت برای هسته‌های سبک $A < 35$ انجام شده است [۴]. برای آنالیز این نتایج از مدل توسعه یافته سربر مدل برخورد مجانبی و ناظر استفاده شده است. در بخش ۲ اشاره‌ای به دو مدل خواهد شد.

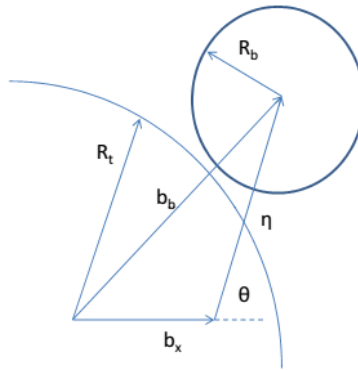
هدف کار حاضر بررسی سطح مقطع های برکنی ایزوتوپهای فرد کربن با هدف برلیوم با استفاده از مدل سربر [۵] و تعمیمی یافته آن، برخورد مجانبی است که توسط ساگاوا و کازاکی ارائه شده است [۶]. داده‌های مورد مطالعه مربوط به اندازه‌گیری که در سال ۲۰۱۰ انجام شده است [۴]. در این مدل از توابع موج مختلف، یوکاوا، نوسانگر هماهنگ ساده، گاوسی و هولتن که توصیف کننده حرکت نسبی نوترون و قلب با اندازه حرکت زاویه‌ای $l=0$ استفاده شده است. در بخش ۳ به نتایج و بخش ۴ به جمع‌بندی اشاره خواهد شد.

مدل سربر و تعمیم یافته آن :

برای اولین بار در سال ۱۹۴۷ سربر مدلی هندسی برای فرایند برکنی دوترون های پرنرژی از یک هسته ارائه داد. در این مدل فرض می‌شود که در برخورد خراشان دوترون E_d با هسته هدف، پروتون (نوترون) در دوترون کنده و نوترون (پروتون) از هسته بدون انحرافی خارج می‌شود. پیش بینی این مدل وجود یک طیف انرژی در نوکلئون خروجی را نشان می‌دهد که نیم پهنای آن نیز وابسته به انرژی مرکز جرم دوترون و انرژی بستگی است. همچنین دارای یک قله در توزیع زاویه‌ای حول صفر است. مقدار سطح مقطع کل در این مدل وابسته به شعاع دوترون و شعاع هسته است $\sigma_{tot} = \pi R_d R_t / 2$ [۵]. نتایج این مدل سازگاری خوبی با مقادیر تجربی نشان داد. سپس این مدل توسعه یافته و برای ایزوتوپهای سبک مانند Li تا آلومینیوم با هدف‌های مختلف به کار گرفته شد. از بین آنها مدل ساده‌تر واکنش مستقیم مجانبی و ناظر که اساسا پایه آنها همان مدل سربر است توانست نتایج هسته ${}^{7}Be$ را توصیف کند [۶و۷]. در مدل ساده‌تر مجانبی فرض می‌شود که تکه شدن پرتابه به صورت مجانبی با هدف باشد. جذب فقط در داخل هدف رخ می‌دهد (شکل ۱).

با توجه به انرژی بالای پرتابه، مرکز جرم آن به صورت یک موج تخت در نظر گرفته می‌شود، اما تابع موج حرکت نسبی نوکلئون نیز به صورت دوجسمی بین نوکلئون و پاره با $l=0$ است $\psi_\alpha = \langle b|a \rangle$. ماتریس گذار در حالتی که نوکلئون در نقطه $Z_x=0$ جذب و پاره \vec{b} با مومنتوم \vec{k}_a خارج شود به صورت زیر خواهد بود [۶].

$$T(\vec{b}_x, \vec{k}_b) = \iint d\vec{b}_b \exp(-i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_b) \psi_\alpha(\vec{r}_b - \vec{r}_x) \exp(i\vec{k}_a \cdot \vec{r}_a) \theta(\vec{b}_b - \vec{R}_t - \vec{R}_b) \quad (1)$$



شکل ۱: نمایی از صفحه برخورد جانبی پرتابه با هدف. حرکت پرتابه در راستای عمود بر صفحه است [۶].

که θ در اینجا تابع پله‌ای است R_b و R_t به ترتیب شعاع هدف و پاره باقی مانده است. سطح مقطع دیفرانسیلی

$$\frac{d\sigma}{dk_b} = \int d\vec{b}_x |T(\vec{b}_x, \vec{k}_b)|^2 \theta(\vec{R}_t - \vec{b}_x) = \int d\vec{b}_x \int d\vec{b}_b \int d\vec{r}_b \exp(-i\vec{k}_b \cdot (\vec{r}_b - \vec{r}_b')) \psi_\alpha(\vec{r}_b - \vec{r}_x) \psi_\alpha^*(\vec{r}_b' - \vec{r}_x) \exp(-i\vec{k}_b \cdot (\vec{r}_b - \vec{r}_b')) \frac{A_a}{A_b} \theta(\vec{R}_t - \vec{b}_x) \theta(\vec{b}_b - \vec{R}_t - \vec{R}_b) \theta(\vec{b}_b' - \vec{R}_b - \vec{R}_t) \quad (2)$$

که A_b , A_a به ترتیب عدد جرمی پرتابه کربن، هسته a و پاره b است [۶]. بین مرکز جرم پرتابه و مختصات اجزاء آن رابطه زیر برقرار است.

$$A_a \vec{r}_a = A_b \vec{r}_b + A_x \vec{r}_x \quad (3)$$

با انتگرالگیری از معادله ۲، روی تمام جهت و اندازه ممتوم پاره b سطح مقطع کل برکنی به صورت زیر خواهد بود.

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= \int d\vec{k}_b \frac{d\sigma}{dk_b} = \int d\vec{b}_x \int d\vec{r}_b \int d\vec{r}_{b'} \delta(\vec{r}_b - \vec{r}_a) \psi_\alpha(\vec{r}_b - \vec{r}_x) \psi_\alpha^*(\vec{r}_{b'} - \vec{r}_x) \exp(-i\vec{k}_a \cdot (\vec{r}_b - \vec{r}_{b'})) \frac{A_a}{A_b} \quad (4) \\ &= \int d\vec{b}_x \int d\vec{r}_b \int dz_b |\psi_\alpha(\vec{b}_b - \vec{b}_x, z_b)|^2 \equiv \int d\eta \rho(\eta) \sigma(\eta) \end{aligned}$$

که در آن چگالی عرضی تک ذره ای

$$\rho_z(\eta) = \int dz_b |\psi_\alpha(\eta, z_b)|^2 \quad (5)$$

و

$$\sigma(\eta) = \int_{b_x < R_t} d\vec{b}_x \int d\vec{b}_b \delta(|\vec{b}_b - \vec{b}_x| - \eta) \quad (6)$$

فاکتور هندسی است.

با خاصیت تابع دلتای دیراک و قید بر روی پارامتر برخورد b_b ، معادله ۶ به معادله زیر تبدیل می گردد.

$$\sigma(\eta) = \int_{b_x < R_t} d\vec{b}_x \eta \theta \quad (7)$$

که اندازه θ در شکل (۱) مشخص شده است. اگر اندازه پاره R_b به صفر میل کند همان مقادیر سربر خواهد شد [۴]. در این حد مقدار η کوچک خواهد شد و b_x را می توان به صورت زیر تقریب زد.

$$\sigma_{tot} \cong \frac{\pi}{4} R_t \langle r \rangle_\alpha \quad \text{و} \quad b_x \cong R_t - \eta \cos \theta \quad (8)$$

برای محاسبه سطح مقطع کل (معادله ۴) مدل تابع موج در نظر گرفته شده است. این توابع موج زیر به ترتیب عبارتند از یوکاوا، نوسانگرهماهنگ ساده، گاوسی و هولتن.

۱- تابع موج یوکاوا یا همان تابع موج با برد صفر

$$\psi_\alpha(r) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{\exp(-\alpha r)}{r} \quad (10)$$

که ضریب α با انرژی بستگی نوکلئون به پاره به صورت زیر

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\mu\epsilon}{\hbar^2}} \quad (11)$$

رابطه دارد.

۲- تابع موج نوسانگر هماهنگ

$$\psi_{\alpha}(r) = \sqrt{\epsilon/\sqrt{\pi}b^{\gamma}} r e^{-r^{\gamma}/(2b^{\gamma})} (1 - 2r^{\gamma}/2b^{\gamma})/r \quad (12)$$

که $b = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$ طول نوسانگر است.

۴- تابع موج گوسی :

$$\psi_{\alpha}(r) = (\pi R_N^{\gamma})^{-r/\gamma} \exp\left(\frac{-r^{\gamma}}{2R_N^{\gamma}}\right) \quad (15)$$

که R_N شعاع پاره b است.

۳- تابع موج هولتن

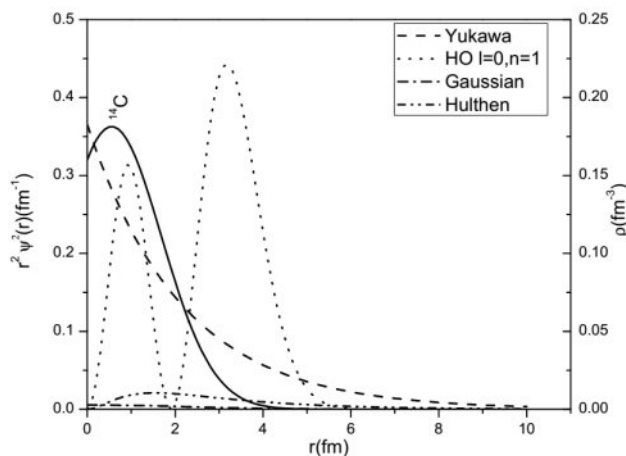
$$\psi_{\alpha}(r) = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\beta-\alpha)^{\gamma}}} \frac{\exp(-\alpha r) - \exp(-\beta r)}{r} \quad (16)$$

که $\beta = \frac{(3-\alpha r_0) + (\alpha^{\gamma} r_0^{\gamma} - 10\alpha r_0 + 9)^{1/\gamma}}{2r_0}$ و $r_0 = 1/75 fm$ است.

نتایج

در شکل ۲ رفتار چگالی این توابع موج را به همراه چگالی هسته ای کربن ۱۴ نشان داده شده است برای سایر ایزوتوپ ها نتایج مشابه است. دنباله گسترده تابع موج ها نشان دهنده احتمال حضور بیشتر نوکلئون و رای هسته پاره b می باشد

که مستقیماً به انرژی بستگی نوکلئون به پاره وابسته است.



شکل ۲: رفتار چگالی احتمال نوکلئون نسبت هسته کربن ۱۴ در پرتابه کربن ۱۵.

در جدول ۱ نتایج محاسبات برای سه ایزوتوپ به ازای هر تابع موج به دست آمده است. در ستون‌های ۳، ۴ و ۵ به ترتیب انرژی جدایی و شعاع پاره b و سطح مقطع تجربی و در ستون‌های ششم تا نهم به ترتیب سطح مقطع مدل برخورد مجانبی با تابع موج های یوکاوا، نوسانگر، گاوسی و هولتن و مدل سربر با تابع موج یوکاوا است. همانطور که مشاهده می‌شود نتایج مدل سربر (ستون دهم) نسبت به مدل برخورد مجانبی نزدیکتر است و تقریباً مستقل از انرژی جدایی نوترون است در حالی که در مدل مجانبی تغییرات سطح مقطع به تابع موج قویا وابسته و فقط به استثنای تابع موج یوکاوا مستقل از انرژی بستگی است. البته اختلاف این نتایج بیشتر ناشی از سهم دو فرایند دیگر است که در این مدلها در نظر گرفته نشده است. این فرایندها عبارتند از شکست پراشی و شکست کولمبی پرتابه است. سطح مقطع های تجربی کل در این جدول به صورت انحصاری مربوط به فرایند برکنی نوترون و خروج پرتابه است.

جدول ۱: مقادیر انرژی جدایی (ستون سوم) و شعاع پاره b (ستون چهارم)، مقدار تجربی (ستون پنجم)، مدل برخورد مجانبی با تابع موجهای مختلف (ستون های ششم تا نهم) ، سطح مقطع نظری مدل سربر (ستون دهم) ، برای ایزوتوپهای کربن فرد ۱۵ تا ۱۹.

پرتابه	n	$S_n (Mev)$	$R_b (fm)$	$\sigma^{exp} (mb)$	$\sigma^{Yu} (mb)$	$\sigma^{HO} (mb)$	$\sigma^{Gauss} (mb)$	$\sigma^{Hu} (mb)$	$\sigma^{Se} (mb)$
^{15}C	۹	۱/۲۱	۲/۹۵	۲۱۷ ± ۲۳	۴۸/۳۳	۵۵/۸۳	۸/۵۰	۸/۳	۱۳۰
^{17}C	۱۱	۰/۷۲	۳/۰۸	۱۱۷ ± ۱۵	۶۸/۶۶	۴۹/۶۷	۸/۸۸	۱۰	۱۳۵
^{19}C	۱۳	۰/۱۶	۳/۰۲	۱۸۰ ± ۳۲	۱۲۰/۹۶	۴۴/۵۴	۹/۲۱	۱۴/۷	۱۴۰

جمع بندی

در این تحقیق سطح مقطع کل برکنی را در ایزوتوپهای فرد کربن ۱۵، ۱۷ و ۱۹ در برخورد با هدف برلیوم با دو مدل سربر و برخورد مجانبی مورد بررسی قرار گرفته است. در واکنش برکنی، نوترون هسته پرتابه به دلیل قید ضعیف جذب هدف شده و پاره‌های کربن ۱۴، ۱۶ و ۱۸ از واکنش به صورت رو به جلو خارج می‌شوند. حرکت نسبی نوکلئون و پاره در داخل پرتابه به صورت یک سیستم دو جسمی و فقط سهم موج s در نظر گرفته شده است. در مدل سربر فرض می‌شود که پاره با هدف برهم‌کنش ندارد و از تابع موج تقریبی یوکاوا استفاده شده است. در حالیکه در مدل مجانبی پاره با یک پتانسیل جذب قوی به صورت یک تابع پله‌ای با هدف برهم‌کنش می‌کند. به طور کلی در محدوده خطای تجربی نتایج مدل سربر نسبت به مدل مجانبی به تجربه نزدیکتر است. همچنین در مدل مجانبی یک وابستگی قوی به نوع تابع موج و انرژی بستگی وجود دارد. البته برای مقایسه دقیقتر باید سهم شکست پراشی و کولمبی پرتابه را به صورت تئوری محاسبه و از سطح مقطع کل تجربی کسر نمود.

مرجع

- [1] H. Geissel, G. Munzenberg, K. Riisager *Annu.Rev.Nucl. Part. Sci* **45**(1995)1.
- [2] P. G. Hansen and J. A. Tostevin, *Annu.Rev.Nucl. Part. Sci* **53** (2003)219.
- [3] T. Tanihata et al., *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 25.
- [4] C. Rodriguez-Tajes , et al., *Phys. Rev.* **C82** (2010) 024305.
- [5] R. Serber , *Phys. Rev.* **72**(1947)1008.
- [6] H. Sagawa and K. kazaki, *Phys. Lett. B* **244**(1990)149.
- [7] Esbensen, H. *Phys. Rev. C* **53** (1996)4.