

## تحلیل حالت پایه ایزوتوپ‌های ناپایدار نئون $^{24-28}\text{Ne}$ در واکنش برکنی

### تک نوترونی

مرتضی رئیسی\*، زهرا کرمی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد، ایران

دریافت: 1396/09/16 ویرایش نهائی: 1398/04/22 پذیرش: 1398/04/31

#### چکیده

در این تحقیق حالت زمینه پنج ایزوتوپ ناپایدار نئون  $A=24-28$  با استفاده از داده‌های موجود شامل سطح مقطع برکنی تک نوترونی مورد تحلیل قرار گرفته است. در ابتدا با استفاده از مدل اپتیکی گلوبر سطح مقطع تک‌ذره‌ای در دو مرحله محاسبه شده است. سپس ضرایب اسپکتروسکوپی هر حالت تک‌ذره‌ای با استفاده از کد OXBASH که مبنای آن مدل لایه‌ای است، استخراج شده است. با ترکیب سطح مقطع‌های تک ذره‌ای و ضرایب اسپکتروسکوپی سطح مقطع برکنی تک نوترونی به دست آمده و با داده‌های تجربی مورد مقایسه قرار گرفته است. درصد فراوانی حالت پایه هسته باقیمانده (پاره)  $A=1$  در حالت نهایی واکنش نسبت به حالت‌های برانگیخته آن بیشتر است (بیشتر از 60%). سهم واکنش برکنی نسبت به کشسان به دلیل انرژی بستگی کم نوترون بیشتر است. همچنین مقادیر مرتبط به ایزوتوپ‌های زوج سازگاری بیشتری نسبت به ایزوتوپ‌های فرد نشان می‌دهند. با توجه به دامنه تغییرات سطح مقطع‌های تک‌ذره‌ای در محدوده 10% تا 13%، بیشتر سهم اختلاف را می‌توان به عدم دقیق بودن چگالی این ایزوتوپ‌ها نسبت داد.

**کلیدواژگان:** ایزوتوپ‌های ناپایدار نئون، مدل اپتیکی گلوبر، برهم‌کنش برکنی تک نوترونی، ضریب اسپکتروسکوپی

#### مقدمه

هر چند دسترسی به هسته‌های سبک نزدیک به خطوط درپ لاین تا  $Z=10$  امکان‌پذیر شده است. اما مسائل فنی باعث ایجاد محدودیت تجربی برای تولید بیشتر هسته‌های بسیار ناپایدار (اگزوتیک) در نزدیک به خطوط درپ لاین ایجاد کرده است. با دستیابی به باریکه‌های ثانویه تا انرژی‌های نسبی  $1 \text{ GeV/n}$ ، امکان برخورد هسته‌های رادیواکتیو با نیمه‌عمر کوتاه با هدف‌های پایدار فراهم شد [1]. انجام آزمایش‌ها در این ناحیه از هسته‌ها، پدیده‌های جالبی مانند هالوی نوترونی و پروتونی، باز ترتیبی مدارهای تک‌ذره‌ای،

در جهان ما، تقریباً 273 هسته پایدار وجود دارد که در مجاور خط پایداری قرار دارند. بیشتر دانش ما در مورد سیستم‌های بس‌ذره‌ای هسته‌ای بر مطالعه این هسته‌ها استوار است. تخمین‌های تئوری نزدیک به 6000 هسته ناپایدار را پیش‌بینی می‌کند. در طول دهه‌های گذشته، پیشرفت در فناوری‌های شتاب‌دهنده‌ها و افزایش حساسیت طیف‌سنج‌ها امکان تولید تقریباً 2500 از این هسته را فراهم کرده است.

\* نویسنده مسئول: Raeisi.morteza@gmail.com

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کربن‌کامنز تخصیص 4.0 بین‌المللی می‌باشد



تغییر اعداد جادویی، تعیین اسپین پارینه و تغییر شکل هسته‌ها پنجره جدیدی در مطالعه نیروی هسته‌ای ایجاد کرده است. همچنین به درک ما از فرایندهای سنتز در مراحل اولیه تشکیل ستاره‌ها در حوزه فیزیک ستارگان کمک می‌کند.

واکنش‌های هسته‌ای برکنی تک نوترونی (زیرمجموعه واکنش‌های مستقیم)، به عنوان یکی از روش‌های مهم جهت مطالعه اسپکتروسکوپی هسته‌های ناپایدار و همچنین آزمون مهمی برای اعتبار مدل‌های هسته‌ای به ویژه مدل لایه‌ای است. در این واکنش، برخورد هسته پرتابه با هسته هدف منجر به پراکنده شدن یا جذب نوترون توسط هسته هدف می‌شود. سپس هسته باقیمانده در زوایای بسیار کوچک (تقریباً رو به جلو) پراکنده می‌شود. این هسته باقیمانده می‌تواند در حالت پایه (شکست کشسان<sup>1</sup> پرتابه) یا برانگیخته (شکست ناکشسان پرتابه) قرار گیرد که با اندازه‌گیری هم‌زمان طیف گامای آن جمعیت هر تراز تعیین می‌گردد. این جمعیت متناسب با ضرایب اسپکتروسکوپی یا احتمال اشغال نوترون در تراز تک‌ذره‌ای هسته پرتابه خواهد بود. با اندازه‌گیری سطح مقطع واکنش برکنی تک نوترونی می‌توان سهم اندازه حرکت زاویه‌ای مداری نوترون را در یک حالت تک‌ذره‌ای تعیین نمود [2].

در سال 2010 برای اولین بار در واکنش یون سنگین  $^{40}\text{Ar}$  با  $^9\text{Be}$  باریکه ثانویه‌ای از ایزوتوپ‌های ناپایدار نئون  $A=24-28$  و انرژی نسبتی  $700 \text{ MeV/n}$  تولید شد. سپس با برخورد مجدد این ایزوتوپ‌ها با هدف  $^9\text{Be}$ ، سطح مقطع برکنی تک نوترونی ( $\sigma_{-n}$ ) توسط رودریگز و همکاران اندازه‌گیری شده است [3].

در تحلیل داده‌ها ترکیبی از مدل نظری اپتیکی گلوبر جهت محاسبه سطح مقطع‌های تک ذره‌ای کشسان و ناکشسان و مدل لایه‌ای جهت محاسبه ضرایب اسپکتروسکوپی به کار می‌رود. در این محاسبات فرض‌های زیر در نظر گرفته می‌شود. 1- به دلیل کم بودن بار هسته هدف، پراکندگی ناکشسان کولنی در مقایسه با خطای تجربی ناچیز است (تقریباً  $1 \text{ mb}$ )؛ بنابراین فقط سهم کانال فرایند شکست پراشی و برکنی مهم است. 2- همچنین به دلیل اینکه انرژی پرتابه‌ها بسیار زیاد است می‌توان از تقریب آیکونال به صورت مدل اپتیکی گلوبر برای تحلیل سطح مقطع‌های جزئی استفاده نمود. 3- با در نظر گرفتن پرتابه به صورت سیستم دو جسمی تابع موج آن ترکیبی از تابع موج داخلی پاره و تابع موج نسبی نوکلئون نسبت به پاره خواهد بود. در بخش 2 به طور مختصر فرمول‌بندی مدل گلوبر و ضرایب اسپکتروسکوپی و نتایج مرتبط با آن شرح داده می‌شود در بخش 3 نیز بحث و جمع‌بندی ارائه خواهد شد.

### چهارچوب نظری

سطح مقطع واکنش برکنی یک پرتابه که نوترون از یک حالت تک ذره‌ای  $nlj$  از هدف پراکنده یا جذب شود و هسته باقیمانده در یک حالت با اسپین پارینه  $I^\pi$  قرار گیرد با رابطه زیر بیان می‌شود.

$$\sigma(I^\pi) = \sum_j c^2 S(I^\pi, nlj) \sigma_{sp}(I^\pi, S_n, nlj) \quad 1$$

که در این معادله سطح مقطع جزئی  $\sigma_{sp}$  برابر جمع سطح مقطع ناکشسان  $\sigma_{sp}^{ine}$ ، سطح مقطع کشسان  $\sigma_{sp}^{el}$  است و به تراز تک ذره‌ای نوترون  $nlj$  و انرژی جدایی آن  $S_n$  و حالت نهایی هسته باقیمانده بستگی دارد.  $C^2S$  ضریب اسپکتروسکوپی است که به میزان هم‌پوشانی تابع موج حالت پرتابه و هسته باقیمانده در

<sup>1</sup> Elastic breakup

اسپکتروسکوپی  $A$ ، انتگرال روی توابع  $\theta$  به صورت زیر به دست می‌آید.

$$S_{i,f,l,j} = |A_{i,f,l,j}|^2 \quad \text{و} \quad A_{i,f,l,j} = \int \theta_{i,f,l,j}(\vec{r}) d\vec{r} \quad 3$$

به دلیل اینکه توزیع زاویه‌ای حالت‌های نهایی به  $l, j$  بستگی دارد امکان جداسازی حالت‌های نهایی در واکنش هسته امکان‌پذیر خواهد بود. در بیشتر موارد بستگی به  $j$  بسیار ضعیف است، بنابراین اندازه‌گیری روی دو مقدار  $j = l \pm 1/2$  انجام می‌شود.

برای محاسبه ضرایب اسپکتروسکوپی نیاز به تعیین توابع موج پرتابه و پاره با استفاده از مدل لایه‌ای است. در چهارچوب مدل لایه‌ای، مراحل محاسبه توابع موج و انرژی‌های یک هسته خاص عبارتند از الف-تعیین حالت‌های تک‌ذره‌ای تا جایی که بعضی از لایه‌ها تشکیل یک پیکربندی لایه بسته یا قلب می‌دهند. مابقی نوکلئون‌ها در لایه اصلی بالاتر قرار می‌گیرند (نوکلئون-های ظرفیت). ب-تعیین مجموعه ویژه حالت‌های پایه که همان دترمینان‌های اسلیتر  $\{\Phi_a\}$  (ترکیب‌های پادمقارنی از حالت‌های تک‌ذره‌ای نوکلئون‌های ظرفیت). ج-تعیین مقادیر عناصر ماتریسی یک جسمی (انرژی‌های تک‌ذره‌ای) و دو جسمی (مقادیر برهم‌کنش‌های باقیمانده نوکلئون-نوکلئون). در فرمول‌بندی کوانتس ثانی هامیلتونین هسته به صورت ترکیبی از این دو عنصر ماتریسی است.

$$H = H_c + \sum_i \varepsilon_i a_i^\dagger a_i + \sum_{ijkl} \langle ij | V_{res} | kl \rangle a_i^\dagger a_j^\dagger a_k a_l \quad 4$$

که  $H_c$  هامیلتونی قلب با ویژه مقدار  $E_c$  است.  $a_i$  و  $a_i^\dagger$  به ترتیب عملگرهای خلق و فنا هستند.  $\varepsilon_i$  انرژی حالت‌های تک ذره‌ای (همان انرژی متوسط نوکلئون ظرفیت در میدان هسته قلب) در فضای مدل

تراز تک‌ذره‌ای  $nlj$  بستگی دارد.  $C$  ضریب کلبش - گوردن در فضای ایزواسپین است. پایستگی تکانه زاویه‌ای کل و پارته بین هسته پرتابه و هسته باقیمانده تعیین کننده اندازه حرکت زاویه مداری نوترون جدا شده می‌باشد. در ادامه هر دو کمیت به طور جداگانه شرح و مقادیر آنها ارائه خواهد شد.

### ضرایب اسپکتروسکوپی در مدل لایه‌ای

یکی از کمیت‌های مهم در تحلیل سطح مقطع‌های واکنش مستقیم (برکنی یا قاب زنی) انتقال یک نوکلئونی (از پرتابه به هدف یا هدف به پرتابه) تابع دامنه همپوشانی بین تابع موج پرتابه در کانال اولیه و تابع موج هسته باقیمانده در کانال نهایی است. این کمیت مستقل از مدل دینامیکی واکنش در ماتریس گذار ظاهر می‌شود [4]. مربع این کمیت تابع توزیع احتمال اشغال یک حالت تک ذره‌ای توسط نوکلئون را در پرتابه تعیین می‌کند. فرض کنید که هسته اولیه با عدد نوکلئونی  $A$  و تابع موج  $\Psi_i^A$  را بتوان برحسب مجموعه کاملی از حالت‌های  $\Psi_f^{A-1}$  در هسته‌های با عدد نوکلئونی  $A-1$  نئون بسط داد.

$$\Psi_i^A = \sum_{f,l,j} \theta_{i,f,l,j}(\vec{r}) \Psi_f^{A-1} \quad 2$$

$$\langle \Psi_f^{A-1} | \Psi_i^A \rangle = \sum_{l,j} \theta_{i,f,l,j}(\vec{r})$$

که  $\theta$  تابع همپوشانی است. در این بسط سهم نوکلئون در هر حالت تک‌ذره‌ای مختلف در نظر گرفته شده است. مقادیر اعداد کوانتومی  $l, j$  به دلیل پایستگی تکانه زاویه‌ای کل و پارته محدود خواهد بود. در جدول 1 پیکربندی‌های ممکن ایزوتوپ‌های نئون ( $n \otimes A-1$ ) نشان داده شده است. در واکنش‌های برکنی دامنه احتمال جدا شدن نوترون از حالت اولیه  $i$  به یک حالت خاص  $f$  به صورت زیر بیان می‌شود. دامنه

گذارهای هسته‌ای بیشتر توافق دارند. ویندنتال با روش برازش برهم‌کنش‌های دو جسمی در ناحیه لایه اصلی  $sd$  (شامل زیر لایه‌های  $1s_{1/2}, 2d_{5/2}$  و  $0d_{3/2}$ ) که 63 عدد می‌باشند را یک بار با داده‌ها در ناحیه جرمی 39-17 A (برهم‌کنش [8] W) و بار دیگر با ناحیه 28-17 A (برهم‌کنش [9] CW) تعیین کرده است. در روش جداسازی ویندنتال و مک‌گروی [10] و یسن [11] با استفاده از پتانسیل دلتای دیراک بین دو نوکلئون در هسته به ترتیب مدل برهم‌کنش  $MSDI^2$  و  $SDBA^3$  ماتریس‌های دو جسمی را محاسبه کرده‌اند. با استفاده از کد محاسباتی OXBASH که قابلیت قطری سازی ماتریسی با ابعاد خیلی زیاد دارد، انرژی حالت پایه، حالت برانگیخته اول، انرژی جدایی و ضرایب اسپکتروسکوپی همه ایزوتوپ‌ها محاسبه شده است [12].

و  $\langle ij|V_{res}|kl\rangle$  عناصر ماتریسی دو جسمی  $TBME$  <sup>1</sup> مربوط به پتانسیل برهم‌کنش باقیمانده نوکلئون- نوکلئون  $V_{res}$  است. د-سپس تابع موج و ویژه‌مقادیر انرژی هسته که به صورت ترکیب خطی از حالت‌های پایه  $|\Psi_{JM}\rangle = \sum_a c_a |\Phi_a\rangle$  بیان می‌شود، با اصل وردش به دست می‌آید.

$$H|\Psi_{JM}\rangle = E_{JM}|\Psi_{JM}\rangle \quad 5$$

مسئله مهم که در اینجا مطرح است چگونگی تعیین مقادیر  $\varepsilon_i$  و  $\langle ij|V_{res}|kl\rangle$  جهت قطری سازی ماتریس هامیلتونی است. تکنیک‌های مختلفی ارائه شده است که می‌توان در سهروش مهم آنها را تقسیم‌بندی نمود. این سهروش عبارتند از روش  $G$ -Matrix [5]، روش برازش [6] و روش جداسازی [7]. نتایج دو روش آخر با داده‌های تجربی مانند انرژی بستگی هسته‌ها و

جدول 1. ضرایب اسپکتروسکوپی نئون 24 در حالت پایه زمانی که نئون 23 در حالت پایه است.

TBME Model	$E_{gs}(^{23}\text{Ne})$		$E_{gs}(^{24}\text{Ne})$		$S_n$		$CS^2$		
	The.	Exp.	The.	Exp.	The.	Exp.	$0d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$0d_{3/2}$
W [8]	-62,74	62,8	-71,66	-71,67	8,92	8,87	3,46	-	-
CW[9]	-62,88	-62,8	-72,04	-71,67	9,16	8,87	3,65	-	-
SDBA[11]	-63,87	-62,8	-73,90	-71,67	10,03	8,87	0,78	-	-
MSDI[10]	-71,38	-62,8	-80,60	-71,67	9,22	8,87	3,27	-	-

شده است. با توجه به پایستگی تکانه زاویه‌ای کل و پاریته در نئون 24 نوترون فقط از اوربیتال  $0d_{3/2}$  و در نئون 25 فقط از اوربیتال  $0s_{1/2}$  می‌تواند جدا شود. با مقایسه مقادیر انرژی بستگی و جدایی، برهم‌کنش‌های

به‌عنوان یک نمونه در جدول 1 مقادیر برای ایزوتوپ‌های نئون 23 و 24 و جدول 2 برای ایزوتوپ‌های نئون 24 و 25 در حالت پایه نشان داده

<sup>3</sup> Surface Delta BONN A

<sup>1</sup> Two-Body Matrix Element

<sup>2</sup> Modified Surface Delta Interaction

محاسبه شده با مدل CW از سایر مدل‌ها کم‌تر است. در حالی که برای اوربیتال  $0s_{1/2}$  مقدار محاسبه شده با مدل SDBA از سه مدل دیگر کم‌تر است. بنابراین از مقادیر ضرایب به دست آمده از مدل W در محاسبه سطح مقطع‌ها استفاده خواهد شد.

دوجسمی نوع W توافق بیشتری را نشان می‌دهند. بنابراین پیش‌بینی می‌شود که مقادیر ضرایب اسپکتروسکوپی دقیق‌تر باشد. مقادیر ضرایب به دست آمده برای اوربیتال  $0d_{3/2}$  (جدول 1) با مدل‌های W، SDBA و MSDI تقریباً یکسان هستند اما مقدار

جدول 2. ضرایب اسپکتروسکوپی نئون 25 حالت پایه و نئون 24 در حالت پایه.

TBME Model	$E_{gs} (^{24}\text{Ne})$		$E_{gs} (^{25}\text{Ne})$		$S_n$		$CS^2$		
	The.	Exp.	The.	Exp.	The.	Exp.	$0d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$0d_{3/2}$
W	-71,66	-71,67	-75,76	-75,90	4,10	4,23	-	0,63	-
CW	72,04	-71,67	-75,95	-75,90	3,91	4,23	-	0,60	-
SDBA	-73,90	-71,67	-78,86	-75,90	4,96	4,23	-	0,13	-
SDM	-80,60	-71,67	-85,01	-75,90	4,41	4,23	-	0,37	-

که  $\psi_{lm}$  تابع موج نسبی نوترون هسته باقیمانده،  $S_i(\vec{b}) = e^{i\chi_i(\vec{b})}$  با  $i = A-1, n$  ماتریس‌های پراکندگی و  $\chi_i(\vec{b}) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} dz U_i^{opt}(\vec{r})$  فاز آیگونال است.  $v$  سرعت نسبی بین پرتابه و هدف و  $r = \sqrt{b^2 + z^2}$  فاصله نسبی مرکز جرم هسته‌ها است  $U_{opt}(r)$  پتانسیل اپتیکی بین پاره-هدف و نوکلئون-هدف است که با استفاده از تقریب  $t-\rho\rho$  تعیین می‌شود. در این تقریب پتانسیل به چگالی هسته‌های شرکت کننده در واکنش  $\rho_i$  و  $\rho_A$  و ماتریس گذار نوکلئون-نوکلئون در محیط هسته،  $t_{NN}$  به صورت زیر

$$U_i^{opt}(r) = \int d\vec{r}' \rho_i(\vec{r}') \rho_A(\vec{r}' - \vec{r}) t_{NN}(\vec{r}') \quad (8)$$

وابسته است [15]. توزیع چگالی هسته‌های سبک بیشتر به صورت نوسانگر ساده در نظر گرفته می‌شود.

## سطح مقطع‌های تک‌ذره‌ای در مدل اپتیکی گلوب

گلوب در سال 1940 بر مبنای تقریب آیگونال در انرژی‌های زیاد پراکندگی یک پرتابه از یک هدف چند جسمی را مورد بررسی قرار داده است [13]. در مورد یک هسته پرتابه که به صورت سیستم دوجسمی  $A = (A-1) + n$  در نظر گرفته می‌شود، سطح مقطع هر مکانیسم واکنش برحسب ماتریس پراکندگی اجزاء هسته از هدف  $\hat{S}_n$  و  $\hat{S}_{A-1}$  بیان می‌شود [14].

$$\sigma_{sp}^{ine-br.} = \frac{1}{2l+1} \int d\vec{b} \left[ \sum_m \langle \psi_{lm} | (1 - |S_n|^2) | S_{A-1} |^2 | \psi_{lm} \rangle \right] \quad (6)$$

7

$$\sigma_{sp}^{el-br.} = \frac{1}{2l+1} \int d\vec{b} \left[ \sum_m \langle \psi_{lm} | \| 1 - S_{A-1} S_n \|^2 | \psi_{lm} \rangle - \sum_{mm'} \langle \psi_{lm} | (1 - S_{A-1} S_n) \| \psi_{lm'} \rangle \right]$$

پتانسیل های اپتیکی و سطح مقطع های تک ذره ای خواهد شد.

در ابتدا باید تابع موج نسبی نوترون در یک حالت مجاز (جداول 1 و 2) با تنظیم عمق چاه پتانسیل به گونه ای که انرژی جدایی نوترون را در اختیار ما قرار می دهد تعیین شود. پتانسیل متعارف وود-ساکسون با مقدار طول پخش  $0,65 \text{ fm}$  و شعاع متوسط  $R = 1,25A^{1/3}$  در نظر گرفته شده است. مقادیر عمق چاه  $V_0$  در جدول 3 آمده است.

پارامترهای آن با توجه به توزیع بار الکتریکی هسته که از توابع شکل مربوط به پراکندگی الکترون از هسته است تعیین می شود [16]. هرچند این داده ها فقط برای هسته بریلیوم معلوم است اما هیچ داده اندازه گیری برای توزیع بار الکتریکی ایزوتوپ های نئون در این ناحیه جرمی گزارش نشده است. بنابراین ما در اینجا از پارامترهای هسته های سبک تر نئون استفاده شده است به گونه ای که شعاع این هسته ها با رابطه  $R = 1/25A^{1/3}$  سازگار و مقادیر چگالی هسته ای در مرکز آن به نسبت  $A/Z$  باشد. این مسئله می تواند منشأ عدم دقت در تعیین

جدول 3. مقدار اسپین پاریده هسته باقیمانده (ستون 2)، انرژی برانگیخته اول هسته باقیمانده (ستون 3)، انرژی جدایی (ستون 4) اندازه حرکت زاویه مداری مجاز نوترون (ستون 5) و عمق چاه وود-ساکسون (ستون 6) در ایزوتوپ های 24 تا 28 نئون.

ایزوتوپ	$J^\pi$	$E_{ex}(\text{MeV})$	$S_n(\text{MeV})$	l	$V_0(\text{MeV})$
$^{24}\text{Ne}$	$5/2^+$	1,01	8,86	2	87,65
	$1/2^+$		9,87	0	87,25
$^{25}\text{Ne}$	$0^+$	1,05	4,22	0	48,2
	$2^+$		6,20	2	45,4
$^{26}\text{Ne}$	$1/2^+$	1,70	5,53	0	45,4
	$5/2^+$		7,23	2	48,2
$^{27}\text{Ne}$	$0^+$	2,01	1,43	2	37,26
	$2^+$		3,44	0	41,66
$^{28}\text{Ne}$	$3/2^+$	0,85	3,9	2	41,0
	$1/2^+$		4,75	0	43,52

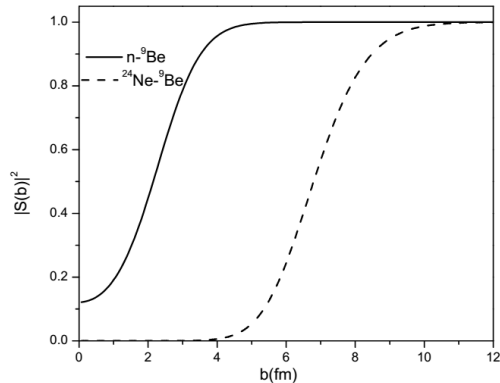
2 و 3 می توان سطح مقطع جزئی را برای انرژی های مختلف به دست آورد.

ایزوتوپ های تولید شده در واکنش یون های سنگین عموماً تک انرژی نیستند و دارای یک توزیع انرژی هستند. این توزیع به طور نامتقارن حول انرژی فرودی  $700 \text{ MeV/n}$  قرار می گیرد [17]. وابستگی سطح مقطع های جزئی (جمع ناکشسان و کشسان) به انرژی در شکل 2 برای دو ایزوتوپ  $^{25}\text{Ne}$  و  $^{28}\text{Ne}$  نشان داده شده است.

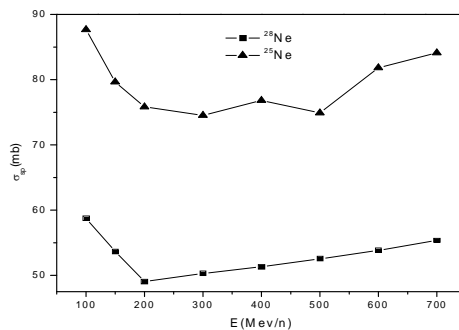
با انتگرال گیری عددی بر روی پتانسیل اپتیکی در راستای محور  $Z$  مقادیر فاز آیکونال و سپس ماتریس های پراکندگی نوترون-هدف و هسته باقیمانده-هدف به دست می آید. در شکل 1 این کمیت در انرژی  $700 \text{ MeV/n}$  نشان داده شده است. با توجه به شکل رفتار ماتریس ها تقریباً شبیه مدل دیسک سیاه است. در پارامترهای برخورد کم احتمال جذب نسبت به پراکندگی غالب است اما در فواصل بیشتر از مجموع شعاع پرتابه و هدف پراکندگی نسبت به جذب بیشتر است. با انتگرال گیری بر روی پارامتر برخورد معادلات

برای سایر ایزوتوپ‌ها نیز نتایج مشابهی حاصل شده است.

در جدول 4 نتایج نهایی محاسبات شامل سطح مقطع‌های جزئی، ضرایب اسپکتروسکوپی و سطح مقطع برکنی تک نوترونی و جهت مقایسه با مقادیر تجربی برای هر 5 ایزوتوپ در دو انرژی 200 و 700 MeV/n گزارش شده است. با مقایسه دو ستون آخر مشاهده می‌شود که ثانیاً سهم نوترون‌های  $l=0$  از نوترون‌های  $l=2$  در سطح مقطع‌های جزئی بیشتر است. علت آن می‌تواند مربوط به کسر بیشتری از زمان است که نوترون در حالت  $l=0$  نسبت به  $l=2$  در خارج از چاه پتانسیل می‌گذراند. بنابراین احتمال همپوشانی با هسته هدف افزایش می‌یابد که منجر به برهم‌کنش بیشتر به صورت جذب یا پراکندگی خواهد شد. ثانیاً مقادیر نظری برای ایزوتوپ‌های زوج به مقادیر تجربی نزدیکتر می‌باشند. اما این اختلاف در انرژی 70 بیشتر می‌شود. منشاء این اختلاف می‌تواند مربوط به ضرایب اسپکتروسکوپی یا سطح مقطع‌های جزئی است. با توجه به اینکه مدل برهم‌کنشی دوجسمی  $W$  با نتایج تجربی سازگاری بیشتری دارد.



شکل 1. ماتریس‌های پراکندگی نوترون-هدف و باقیمانده-هدف در هسته  $^{25}\text{Ne}$ .



شکل 2. وابستگی سطح مقطع‌های جزئی به انرژی پرتابه برای نئون  $^{28}\text{Ne}$  و  $^{25}\text{Ne}$ .

محاسبات نشان می‌دهد که تغییرات سطح مقطع جزئی در بازه انرژی بررسی شده در محدوده 10 تا 13% است.

جدول 4. اطلاعات هسته هدف و باقیمانده شامل اسپین پاریته و حالت تک ذره ای مجاز نوترون، سطح مقطع جزئی، انرژی برانگیخته هسته باقیمانده، ضرایب اسپکتروسکوپی، همراه با مقدار سطح مقطع برکنی کل تئوری و مقدار تجربی (به ترتیب ستون‌های 1-7) در انرژی 200 MeV/n.

ایزوتوپ‌ها	$nlj$	$\sigma_{nl}^{th}(mb)$	$E_{ex}(MeV)$	$C^2S$	$\sigma_{nl}^{he}(mb)$	$\sigma_{nl}^{ex}(mb)$
$^{24}\text{Ne}$	$0d_{5/2}$	14,63	8,86	3,46	65,93	$71 \pm 8$
	$1s_{1/2}$	37,80	9,87	0,23		
$^{25}\text{Ne}$	$1s_{1/2}$	63,28	4,22	0,63	63,78	$94 \pm 10$
	$0d_{3/2}$	21,66	6,20	0,078		
	$0d_{5/2}$			0,77		
$^{26}\text{Ne}$	$1s_{1/2}$	44,35	5,53	1,24	93,58	$107 \pm 11$
	$0d_{5/2}$	14,77	7,23	2,17		

$^{27}\text{Ne}$	0d $_{3/2}$	17,53	1,43	0,63	33,28	102±12
	0d $_{3/2}$	50,76	3,44	0,06		
	0d $_{5/2}$			0,0		
	1 s $_{1/2}$			0,32		
$^{28}\text{Ne}$	0d $_{3/2}$	14,85	3,90	1,75	92,72	70±8
	0d $_{5/2}$	42,43	4,66	1,49		

ادامه جدول 4 برای انرژی 700MeV/n

ایزوتوپ ها	$nlj$	$\sigma_{-n}^{sp}(mb)$	$E_s(MeV)$	C <sup>2</sup> S	$\sigma_{-n}^{he}(mb)$	$\sigma_{-n}^{exp}(mb)$
$^{24}\text{Ne}$	0d $_{5/2}$	9,45	8,86	3,46	42,95	71±8
	1 s $_{1/2}$	44,62	9,87	0,23		
$^{25}\text{Ne}$	1s $_{1/2}$	70,92	4,22	0,63	84,71	94±10
	0d $_{3/2}$		6,20	0,078		
	0d $_{5/2}$	13,19		0,77		
$^{26}\text{Ne}$	1 s $_{1/2}$	42,27	5,53	1,24	78,90	107±11
	0d $_{5/2}$	9,51	7,23	2,17		
$^{27}\text{Ne}$	0d $_{3/2}$	6,71	1,43	0,63	38,45	102±12
	0d $_{3/2}$		3,44	0,06		
	0d $_{5/2}$	28,32		0,0		
	1 s $_{1/2}$			0,32		
$^{28}\text{Ne}$	0d $_{3/2}$	8,63	3,90	1,75	84,73	70±8
	0d $_{5/2}$	46,73	4,66	1,49		

### بحث و جمع بندی

سطح مقطع های برکنی تک نوترونی در برخورد ایزوتوپ های نئون  $^{24-28}\text{Ne}$  با هسته Be با فرض اینکه حالت سیستم به صورت ترکیبی از پیکربندی های دوجسمی باشد مورد بررسی قرار گرفته است. این کمیت به ضرایب اسپکتروسکوپی و سطح مقطع جزئی که حاصل جمع کانال های شکست کشسان و شکست

بنابراین با احتمال زیاد این اختلاف ناشی از عدم دقت در تابع موج ورودی و یا چگالی هسته ها ماتریس های پراکندگی است که خود به ترتیب با مدل وود-ساکسون و چگالی برای بررسی دقیقتر می توان توزیع ممتوم های طولی را نیز به طور هم زمان مورد بررسی قرار داد.



محدودیت‌های بیشتری بر روی ضرایب اسپکتروسکوپی و سطح مقطع‌های تک‌ذره‌ای اعمال کرد.

### مرجع‌ها

- [1] H. Geissel, G. Munzenberg, K. Riisager, Secondary exotic nuclear beams, *Annul Review Nuclear and Particle Science* 45 (1995) 163-203.
- [2] P.G. Hansen, J.A. Tostevin, Direct reaction with exotic nuclei, *Annul Review Nuclear and Particle Science* 53 (2003) 219-262.
- [3] C. Rodriguez-Tajes, et. al., One-neutron knockout from light neutron-rich nuclei at relativistic energies, *Physical Review C* 82 (2010) 024305.
- [4] B.A. Brown, Lecture Notes in Nuclear Structure Physics, Michigan States University, (2017).
- [5] A. Hosaka, K.I. Kubo, H. Toki,  $G$ -matrix effective interaction with the Paris potential, *Nuclear Physics A* 444 (1985) 76-92.
- [6] B.A. Brown, B.H. Wildenthal, Status of the nuclear shell model, *Annul Review Nuclear and Particle Science* 38 (1988) 29-66.
- [7] B.A. Brown, W.A. Richter, New USD Hamiltonian for the sd shell, *Physical Review C* 74 (2006) 0343150.
- [8] B.H. Wildenthal, Empirical strengths of spin operators in nuclei, *Progress in Particles and Nuclear Physics* 11 (1984) 5-51.
- [9] B.A. Brown, The nuclear shell model towards the drip lines, *Progress in Particles and Nuclear Physics* 47 (2001) 517-599.
- [10] H. Heiselberg, M. Hjorth-J., Phases of dense matter in neutron stars, *Physics Reports* 328 (2000) 237-327.
- [11] P.W.M. Gluademans, P.J. Brussaard, B.H. Wildenthal, Two-body matrix elements
- ناکشان وابسته است. با محاسبات مدل لایه‌ای و انتخاب دو دسته برهم‌کنش‌های دوجسمی مختلف نشان داده شد که مدل  $W$  مقادیر دقیقتری برای ضرایب پیش‌بینی می‌کند. با توجه به اینکه واکنش در انرژی‌های زیاد انجام شده است، از مدل اپتیکی گلوبر برای تعیین ماتریس‌های پراکندگی نوترون-هدف و هسته باقیمانده-هدف استفاده شده است. تابع موج نسبی نوترون-هسته باقیمانده با استفاده از پتانسیل وود-ساکسون به‌گونه‌ای تعیین شده است که انرژی جدایی نوترون از پرتابه قابل تولید باشد.
- مقادیر تئوری برای هر ایزوتوپ و هر حالت هسته باقیمانده به همراه ضرایب اسپکتروسکوپی محاسبه شده است این مقادیر در جدول 4 برای مقایسه با مقادیر تجربی ارائه شده است. نتیجه اول اینکه سهم شکست ناکشان (جذب نوترون توسط هدف) نسبت به پراکندگی کشان (پراکندگی نوترون از هدف) بیشتر است. دوم درصد فراوانی حالت پایه هسته باقیمانده 1-A در حالت نهایی نسبت به حالت‌های برانگیخته بیشتر است (بیشتر از 60%). سوم ایزوتوپ‌های زوج سازگاری بیشتری نسبت به ایزوتوپ‌های فرد نشان می‌دهند. با توجه به دامنه تغییرات سطح مقطع‌های تک‌ذره‌ای در محدوده 10 تا 13%، بیشتر سهم اختلاف را می‌توان به‌دقیق بودن چگالی این ایزوتوپ‌ها نسبت داد. در ایزوتوپ‌های فرد نئون انرژی بستگی آخرین نوترون کمتر از ایزوتوپ‌های زوج است. دنباله تابع موج این نوترون‌ها فراتر از ابعاد هسته‌ای است. بنابراین دانستن دقیق توزیع چگالی آنها در محاسبات بسیار مهم است. بنابراین برای به‌دست آوردن دقیق‌تر چگالی این هسته‌ها باید از روش‌های دقیق‌تر مانند روش هارتری-فوک استفاده نمود.
- در این آنالیز فقط از سطح مقطع‌ها استفاده شده است. برای بررسی دقیق‌تر می‌توان از داده‌های توزیع تکانه‌های طولی به‌طور هم‌زمان استفاده نمود تا

- [15] C.A. Bertulani, P. Danielewicz, Introduction to Nuclear Reactions, IOP Publishing UK (2004).
- [16] M.S. Hussein, R.A. Rego, C.A. Bertulani, Microscopic theory of the total reaction and application to stable and exotic nuclei, *Physics Reports* 201 (1991) 279–334.
- [17] H. De Vries, C.W. De Jager, C. Devries, Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 36 (1987) 495.
- from a modified surface delta interaction, *Nuclear Physics A* 102 (1967) 593-601.
- [12] B.A. Brown, Windows PC version OXBASH (2004).
- [13] R.J. Glauber, Lecture notes in physics, Interscience New York (1959).
- [14] C.A. Bertulani, K.W. McVoy, Momentum distributions in reactions with radioactive beams, *Physical Review C* 46 (1992) 2638; H. Esbensen, Momentum distributions in stripping reactions of single nucleon halo nuclei, *Physical Review C* 53 (1996) 2007.