

# پتانسیل مدل ادغامی با برهم کنش مؤثر LOCVD-DAEI برای تحلیل پراکندگی کشسان

$$^{16}O - ^{16}O$$

مرضیه رحمت

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان، زنجان

پست الکترونیکی: m.rahmat@znu.ac.ir

## چکیده:

در این کار، توزیع زاویه‌ای سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان  $^{16}O - ^{16}O$  در گستره انرژی‌های ۴۸۰-۷۵ MeV در چارچوب مدل ادغامی با استفاده از برهم کنش مؤثر دو جسمی وابسته به چگالی LOCVD، تحلیل شده است. بدین منظور با استفاده از روش LOCVD، مؤلفه‌های مستقیم و تبدیلی برهم کنش مؤثر میانگین وابسته به چگالی، برای ماده هسته‌ای متقارن با پتانسیل ورودی راید ۶۸ استخراج شده است و سپس بخش‌های شعاعی و وابسته به چگالی این پتانسیل جهت استفاده در مدل ادغامی از هم تفکیک شده است. برای اینکه توصیف بهتری از پراکندگی یون‌های سنگین بدست آید، یک فاکتور جدید وابسته به انرژی به LOCVD-DAEI افزوده شده است. نشان داده خواهد شد که با معرفی یک تابع وابسته به انرژی خطی، سرعت همگرایی روش تکرار در ارزیابی بخش تبدیلی پتانسیل اپتیکی افزایش می‌یابد و از این رو زمان محاسبات بطور قابل توجهی کاهش می‌یابد. مقایسه سطح مقطع دیفرانسیلی محاسبه شده برای پراکندگی کشسان  $^{16}O - ^{16}O$  در گستره انرژی‌های مورد بررسی با داده‌های تجربی، توافق نسبتاً خوبی را نشان می‌دهد.

**واژه‌های کلیدی:** روش LOCVD، پتانسیل مدل ادغامی، پراکندگی کشسان، پتانسیل راید ۶۸

## ۱. مقدمه

پتانسیل از ادغام یک برهم کنش مؤثر نوکلئون - نوکلئون روی توزیع چگالی حالت پایه دو هسته تولید می‌شود. برهم کنش واقعی NN بدست آمده از اندازه‌گیری پراکندگی NN، خیلی قوی‌تر از آن است که بتواند مستقیماً در مدل ادغامی بکار برده شود و معمولاً از یک برهم کنش مؤثر استفاده می‌شود. با توجه به بحث فوق، مرسوم است که به جای برهم کنش‌های واقعی NN، از برهم کنش‌های میانگین یا مؤثر پدیده شناختی<sup>۳</sup> استفاده می‌شود که نوعاً به چگالی ماده هسته‌ای وابسته هستند [۱]. در واقع ما نیاز به یک برهم کنش مؤثر NN داریم که از یک سو خواص اساسی ماده هسته‌ای (مثل چگالی و انرژی

در سال‌های اخیر، پیشرفت‌های چشمگیری در درک پتانسیل اپتیکی بین دو یون سنگین<sup>۱</sup> (HI) داشته‌ایم، که عمدتاً ناشی از اندازه‌گیری دقیق و گسترده‌ی سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان می‌باشد. بسیاری از سیستم‌های HI توسط پارامتریز تجربی پتانسیل هسته‌ای توصیف می‌شوند اما مطلوب است که پتانسیل هسته - هسته را به پتانسیل نوکلئون - نوکلئون (NN) مرتبط کنیم. در همین راستا پتانسیل مدل ادغامی<sup>۲</sup> به‌طور وسیعی برای توصیف پراکندگی HI بکار برده شده است. در این روش

<sup>1</sup> Heavy ion

<sup>2</sup> Folding Model

<sup>3</sup> Phenomenological

اشباع) را باز تولید کند و از سوی دیگر به عنوان یک ورودی مهم برای توصیف کمیت‌های تجربی بکار رود [۲]. استخراج یک برهم‌کنش مؤثر NN از برهم‌کنش‌های واقعی NN، هنوز یک چالش در نظریه بس ذره‌ای هسته‌ای است. محاسبات پیچیده بروکنر-هارتری-فوک<sup>۱</sup> (BHF) که نیروهای دو و سه نوکلئونی را شامل می‌شود هنوز قادر نیستند که بطور هم‌زمان انرژی و چگالی اشباع ماده هسته‌ای سرد را توصیف کنند، البته در نظر گرفتن همبستگی‌های مراتب بالاتر و نیز اثرات نسبیتی، موقعیت را بهبود می‌بخشد. از این رو، محاسبات میکروسکوپی هسته‌ای تاکنون از انواع گوناگون برهم‌کنش مؤثر NN در محیط بهره برده‌اند.

در بین انواع گوناگون برهم‌کنش‌های مؤثر، برهم‌کنش  $M^3Y$  [۳] و نسخه‌های گوناگون وابسته به چگالی آن [۴-۶] بطور وسیع و موفقیت‌آمیزی در محاسبات مدل ادغامی بکار رفته است. در این کار ما قصد داریم از مؤلفه‌های مستقیم و تبدیلی برهم‌کنش مؤثر میانگین وابسته به چگالی روش LOC<sup>2</sup>، که به اختصار بصورت LOC<sup>2</sup>-DDAEI نشان داده خواهد شد، به منظور توصیف پراکندگی یون‌های سنگین، در مدل ادغامی استفاده کنیم. بدین منظور بخش‌های شعاعی و وابسته به چگالی برهم‌کنش LOC<sup>2</sup>-DDAEI، از هم تفکیک می‌شود [۷-۹] و یک پارامترایز جدید برای فاکتور وابسته به انرژی برهم‌کنش تعریف می‌شود. خواهیم دید که با در نظر گرفتن این تابع جدید وابسته به انرژی، همگرایی سریع‌تر در محاسبه بخش تبدیلی پتانسیل ادغامی حاصل می‌شود و به میزان زیادی در زمان محاسبات صرفه‌جویی می‌شود.

روش LOC<sup>2</sup>، به معنی روش وردشی پایین‌ترین مرتبه‌ای مقید، یک روش میکروسکوپی مبتنی بر بسط خوشه‌ای [۱۰] است. اعتبار روش LOC<sup>2</sup> و کاربردش به ماده‌ی هسته‌ای و هسته معین توسط مدرس و همکارانش [۱۱-۱۳] مورد بررسی قرار گرفته است. اخیراً این روش برای محاسبه سطح مقطع نوترون-نوترون و خواص ترابرد ماده ستاره نوترونی [۱۴، ۱۵] و خواص هلیم-۳ مایع [۱۶] بکار رفته است.

با توجه به اینکه واکنش  $^{16}O-^{16}O$  یکی از واکنش‌های کلیدی تشکیل عناصر سنگین‌تر در فرایند تشکیل هسته‌ها می‌باشد، بررسی‌های تجربی زیادی روی پراکندگی آن‌ها انجام شده است و داده‌های تجربی در گستره وسیعی از انرژی‌ها موجود است. به همین علت در این مقاله ما به بررسی پراکندگی کشسان  $^{16}O-^{16}O$  در انرژی‌های میانی خواهیم پرداخت.

این مقاله شامل بخش‌های زیر می‌باشد: در بخش دوم فرمول-بندی مدل ادغامی بطور مختصر توضیح داده خواهد شد. در بخش سوم، به استخراج برهم‌کنش مؤثر میانگین وابسته به چگالی در روش LOC<sup>2</sup> پرداخته خواهد شد. نتایج بدست آمده و بحث و نتیجه‌گیری در بخش چهارم خواهد آمد و در پایان، بخش پنجم به جمع‌بندی اختصاص خواهد یافت.

## ۲. فرمول‌بندی مدل ادغامی

پتانسیل برهم‌کنش بین دو هسته بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$U(R) = U_C(R) + U_N(R) \quad (1)$$

که  $R$  فاصله جدایی بین دو هسته و  $U_C(R)$  و  $U_N(R)$  به ترتیب برهم‌کنش‌های کولنی و هسته‌ای بین دو هسته می‌باشد. پتانسیل کولنی بین دو هسته را معمولاً بطور دقیق می‌توان تعیین کرد، در اینجا پتانسیل کولنی بصورت برهم‌کنش ساده بین یک بار نقطه‌ای و کره باردار به شعاع  $R_C$  را در نظر گرفته می‌شود [۱۷]:

$$U_C(R) = Z_p Z_t e^2 \begin{cases} \frac{1}{R} & R > R_C \\ \frac{1}{2R_C} \left[ 3 - \left( \frac{R}{R_C} \right)^2 \right] & R < R_C \end{cases} \quad (2)$$

که  $R_i = 1/\sqrt{6} Z_i^{1/3} - 0.96 \text{ fm}$  و  $e^2 = 1/4\pi \text{ MeV} \cdot \text{fm}$

$$R_C = R_p + R_t \quad i=p, t$$

بخش هسته‌ای پتانسیل HI،  $U_N(R)$ ، در چارچوب مدل اپتیکی بررسی می‌شود و شامل دو جمله مستقیم و تبدیلی است:

$$U_N(E, R) = U_D(E, R) + U_{Ex}(E, R) \quad (3)$$

که هر دو مؤلفه در چارچوب مدل ادغامی محاسبه می‌شود.

<sup>1</sup> Bruckner- Hartree-Fock

<sup>2</sup> Lowest Order Constrained Variation

فاصله بین دو نوکلئونی در نظر گرفته می‌شود:

$$\rho = \rho_p \left( \mathbf{r}_p + \frac{\mathbf{s}}{\gamma} \right) + \rho_t \left( \mathbf{r}_t - \frac{\mathbf{s}}{\gamma} \right) \quad (9)$$

همانطور که از رابطه (۶) دیده می‌شود، عدد موج حرکت نسبی  $k_{rel}(R)$  به پتانسیل کل HI بستگی دارد بنابراین ما در محاسبه بخش تبدلی پتانسیل HI در هر نقطه شعاعی، با یک مسأله خودسازگار مواجه هستیم که معمولاً به روش تکرار حل می‌شود و  $U_D(E, R)$  به عنوان پتانسیل آغازین در نظر گرفته می‌شود. در نهایت همگرایی بدست آمده در روش تکرار، نتیجه نهایی را تضمین می‌کند.

با محاسبه مؤلفه‌های مستقیم و تبدلی پتانسیل ادغامی، می‌توان بخش حقیقی پتانسیل ایتیکی را محاسبه نمود. پتانسیل ایتیکی شامل یک بخش موهومی نیز می‌باشد که از جفت‌شدگی کانال-های غیر کشسان ناشی می‌شود و معمولاً به فرم پدیده‌شناختی وودز-ساکسون<sup>۳</sup> (حجمی و سطحی) در نظر گرفته می‌شود. بنابراین بطور کلی پتانسیل HI را بصورت زیر می‌توانیم بنویسیم:

$$U_N(E, R) = N_R [U_D(E, R) + U_{Ex}(E, R)] - iW_V \left( 1 + \exp \left( \frac{R - R_V}{a_V} \right) \right)^{-1} + iW_D a_D \frac{d}{dR} \left( 1 + \exp \left( \frac{R - R_D}{a_D} \right) \right)^{-1} \quad (10)$$

که ضریب بهنجارش  $N_R$ ، برای در نظر گرفتن اثرات تبادل چند نوکلئونی و پتانسیل قطبش دینامیکی<sup>۴</sup> (DPP)، مورد نیاز است. ضریب بهنجارش  $N_R$  و پارامترهای بخش موهومی طوری پارامتریز می‌شوند که بهترین برازش برای داده‌های پراکندگی HI حاصل شود و کمیت  $\chi^2$  را که بصورت زیر تعریف می‌شود، کمینه کنند.

$$\chi^2 = \frac{1}{N_\sigma} \sum_{i=1}^{N_\sigma} \left( \frac{\sigma_{th} - \sigma_{ex}}{\Delta \sigma_{ex}} \right)^2 \quad (11)$$

که در اینجا  $\sigma_{th}$  و  $\sigma_{ex}$  به ترتیب سطح مقطع دیفرانسیلی تئوری و تجربی را نشان می‌دهد و  $\Delta \sigma_{ex}$  خطا در سطح مقطع تجربی

در این بخش بطور خلاصه به محاسبه و استخراج پتانسیل مدل ادغامی پرداخته می‌شود. توصیف کامل‌تر این مدل در مراجع [۱۸-۲۱] یافت می‌شود. در چارچوب مدل ادغامی مؤلفه‌های

مستقیم و تبدلی پتانسیل را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$U_D(E, R) = \int d\mathbf{r}_p \int d\mathbf{r}_t \rho_p(\mathbf{r}_p) \rho_t(\mathbf{r}_t) v_D(\rho, E, s) \quad (4)$$

$$U_{Ex}(E, R) = \int d\mathbf{r}_p \int d\mathbf{r}_t \rho_p(\mathbf{r}_p; \mathbf{r}_p + \mathbf{s}) \rho_t(\mathbf{r}_t; \mathbf{r}_t - \mathbf{s}) v_{Ex}(\rho, E, s) e^{i(k_{rel} s / A_{red})} \quad (5)$$

در این معادلات،  $v_{Ex}$ ،  $v_D$  و  $s = R + r_p - r_t$  بخش‌های مستقیم و تبدلی برهم‌کنش مؤثر NN،  $\rho_p$  و  $\rho_t$ ، چگالی‌های هسته‌های هدف و پرتابه و  $k_{rel}(R)$  تکانه‌ی حرکت نسبی است.

$$k_{rel}^2(R) = 2m_n A_{red} [E_{c.m.} - U_N(E, R) + U_C(E, R)] / \hbar^2 \quad (6)$$

که  $A_{red} = \frac{A_p A_t}{A_p + A_t}$  عدد جرمی کاهش‌یافته و  $m_n$  جرم واقعی نوکلئون است.

$E_{c.m.}$  انرژی مرکز جرم و  $E$  انرژی پرتابه در چارچوب آزمایشگاه می‌باشد.

به منظور ساده‌سازی محاسبات عددی، ماتریس چگالی با استفاده از روش بسط ماتریس چگالی [۲۲ و ۲۳] تقریب زده می‌شود:

$$\rho(\mathbf{R}, \mathbf{R} + \mathbf{s}) \cong \rho \left( \mathbf{R} + \frac{\mathbf{s}}{\gamma} \right) \hat{j}_1 \left( k_F \left( \mathbf{R} + \frac{\mathbf{s}}{\gamma} \right) s \right) \quad (7)$$

که  $\hat{j}_1(x) = 3(\sin x - x \cos x) / x^3$ ،  $k_F(R)$ ، تکانه فرمی میانگین موضعی با استفاده از تقریب توماس-فرمی تعمیم یافته<sup>۱</sup> [۲۴] بدست می‌آید:

$$k_F(\mathbf{r}) = \left\{ \left[ \frac{3}{2} \pi^2 \rho(\mathbf{r}) \right]^{2/3} + \frac{\Delta C_s |\nabla \rho(\mathbf{r})|^2}{2 \rho^2(\mathbf{r})} + \frac{\Delta \nabla^2 \rho(\mathbf{r})}{2 \rho(\mathbf{r})} \right\}^{3/2} \quad (8)$$

که  $C_s$  شدت جمله وایتسکر می‌باشد و برای سیستم فرمی محدود  $C_s = \frac{1}{4}$  است [۲۵].

به منظور تعیین چگالی همپوشانی در هنگام برخورد HI، از روش بکار رفته در مرجع [۱۹]، تقریب چگالی منجمد شده<sup>۲</sup> (FDA) استفاده کرده‌ایم. در این روش چگالی همپوشانی بصورت مجموع چگالی‌های هدف و پرتابه در نقطه میانی

<sup>1</sup> Extended Thomas-Fermi approximation

<sup>2</sup> Frozen density approximation

<sup>3</sup> Woods-Saxon (WS)

<sup>4</sup> Dynamic Polarization Potential

می‌باشد.  $N_\sigma$  تعداد کل زوایایی است که اندازه‌گیری روی آنها انجام می‌شود.

همان‌طور که از معادلات (۴) و (۵) دیده می‌شود، دو کمیت ورودی مهم در مدل ادغامی وجود دارد: چگالی حالت پایه دو هسته برهم‌کنش‌کننده و برهم‌کنش مؤثر NN. در اینجا توزیع‌های چگالی به صورت توزیع دو پارامتری فرمی در نظر گرفته شده است:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right)} \quad (12)$$

که پارامترهای  $\rho_0$ ،  $R_V$  و  $a_V$  به ترتیب چگالی اشباع، شعاع و پخشیدگی سطحی، از مرجع [۲۶] در محاسبات وارد شده‌اند. تاکنون از برهم‌کنش‌های مؤثر NN گوناگونی در مدل ادغامی استفاده شده است که از رایج‌ترین آن‌ها  $M^3Y$ -Reid و  $M^3Y$ -Paris هستند که بخش‌های مستقیم و تبادلی آن‌ها در مرجع [۲۱] تعریف شده است. برای اینکه توصیف بهتری از پراکندگی HI، با استفاده از این برهم‌کنش‌ها بدست بیاید، برهم‌کنش اصلی  $M^3Y$  در یک عامل وابسته به چگالی و یک عامل وابسته به انرژی ضرب می‌شود و فرض بر این است که بخش شعاعی و بخش وابسته به چگالی و عامل وابسته به انرژی مستقل از همدیگر باشند:

$$v_{D(Ex)}(\rho, E, r) = g(E)F(\rho)v_{D(Ex)}(r) \quad (13)$$

در واقع هیچ توجیه تئوری برای این فاکتوربندی وجود ندارد و صرفاً برای سازگاری با نتایج تجربی در نظر گرفته شده است [۲۱]. تابع  $F(\rho)$  وابستگی‌های مختلف پتانسیل به چگالی را نشان می‌دهد. شکل‌های متنوعی برای  $F(\rho)$  پیشنهاد شده است که شامل پارامترهایی است که بطور پدیده-شناختی تعیین می‌شوند. با توجه به شکل تابع  $F(\rho)$ ، نسخه‌های مختلفی از برهم‌کنش‌های  $M^3Y$  وجود دارد، از جمله  $DDM^3Y$  و  $BDM^3Yn$  ( $n=0-3$ ) و  $CDM^3Yn$  ( $n=1-6$ ) که در برهم‌کنش‌های  $BDM^3Yn$ ، وابستگی توانی به چگالی در نظر گرفته می‌شود:

$$F(\rho) = C(1 - \alpha\rho^\beta) \quad (14)$$

در برهم‌کنش‌های  $CDM^3Yn$  ( $n=1-6$ ) و  $DDM^3Y$ ، شکل زیر برای وابستگی به چگالی فرض شده است:

$$F(\rho) = C(1 + \alpha \exp(-\beta\rho) - \gamma\rho) \quad (15)$$

پارامترهای برهم‌کنش‌ها طوری تنظیم می‌شوند که شرط اشباع برای ماده هسته‌ای متقارن سرد در  $E/A \approx 16 \text{ MeV}$  و  $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$  برآورده شود.

به منظور کاربرد به داده‌های پراکندگی، لازم است یک وابستگی به انرژی  $g(E)$  نیز در پتانسیل وارد شود، که در نسخه‌های مختلف برهم‌کنش  $M^3Y$  بصورت یک ضریب خطی  $g(E) = (1 - k(E/A))$  در نظر گرفته می‌شود، که برای برهم‌کنش  $M^3Y$ -Reid،  $k = 0.002 \text{ MeV}^{-1}$  و برای برهم‌کنش  $M^3Y$ -Paris،  $k = 0.003 \text{ MeV}^{-1}$  می‌باشد [۱۷].

همان‌طور که اشاره شد هیچ کدام از این برهم‌کنش‌ها از هامیلتونی ناشی از محاسبات میکروسکوپی بس‌ذره‌ای بدست نیامده‌اند، بطوری‌که بخش‌های وابسته به چگالی و انرژی، صرفاً به منظور بازتولید خواص ماده هسته‌ای و داده‌های پراکندگی اضافه شده‌اند. در این کار قصد داریم از برهم‌کنش مؤثر میانگین دو ذره‌ای وابسته به چگالی که از روش میکروسکوپی LOCv استخراج شده‌اند، به عنوان برهم‌کنش مؤثر NN در مدل ادغامی (معادلات (۴) و (۵)) استفاده کنیم و کاربرد آن را در توصیف پراکندگی کشسان HI بررسی نماییم. به همین منظور در بخش بعد به نحوه استخراج این برهم‌کنش پرداخته می‌شود. جزئیات مربوط به روش LOCv در مراجع [۸ و ۷] یافت می‌شود.

### ۳. برهم‌کنش مؤثر روش LOCv

در روش LOCv می‌توان بخش‌های مستقیم و تبادلی برهم‌کنش‌های مؤثر میانگین وابسته به چگالی را برای ماده‌ی هسته‌ای متقارن استخراج نمود. چنین برهم‌کنشی می‌تواند به عنوان یک پتانسیل هارتری-فوک گونه پادمقارن با استفاده از برهم‌کنش‌های مؤثر دو ذره‌ای (۱۲) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\bar{v}_D^{LOCv} + \bar{v}_{Ex}^{LOCv} = \sum_{ij} [\langle ij | w_i(12) | ij \rangle - \langle ij | w_i(12) | ji \rangle] \quad (16)$$

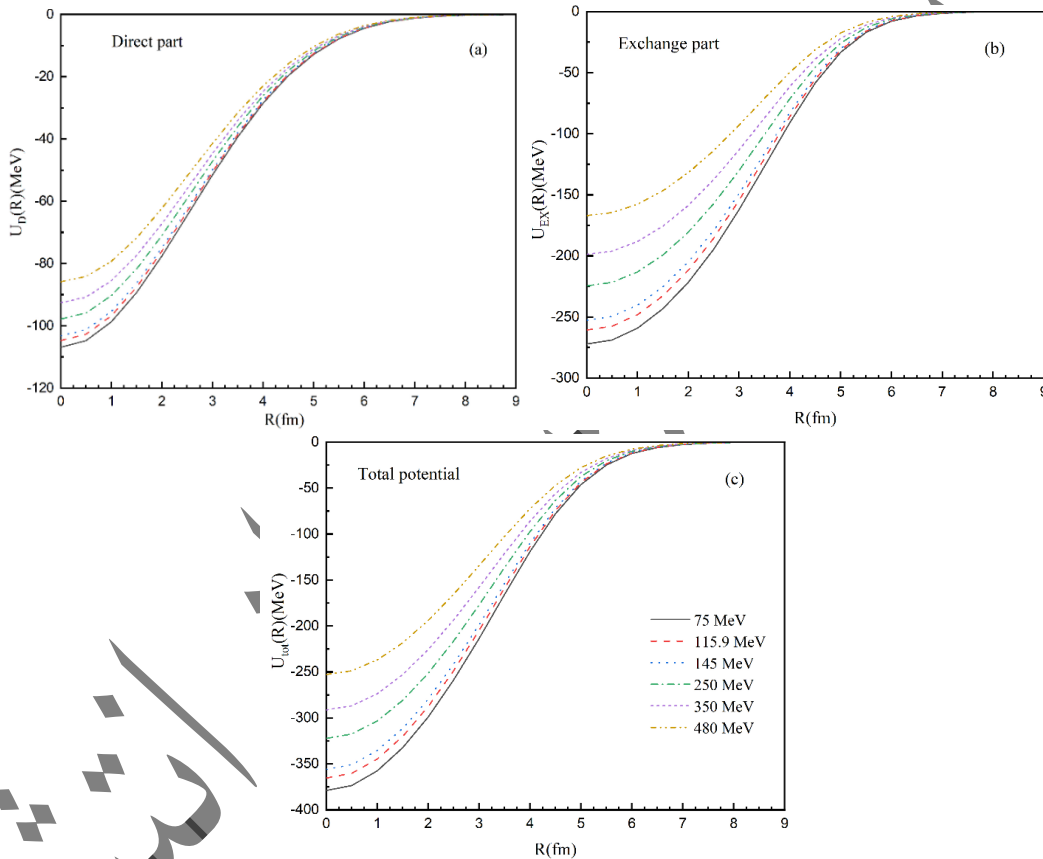
که  $|i\rangle$  و  $|j\rangle$  توابع موج تک ذره‌ای در ماده هسته‌ای هستند و برهم‌کنش‌های مؤثر دو ذره‌ای  $w_{\tau}(12)$ ، بر حسب توابع همبستگی  $f(r_{12})$  و پتانسیل دو ذره‌ای  $v(12)$ ، به صورت زیر

$$w_{\tau}(12) = \frac{\hbar^2}{m} (\nabla f(r_{12}))^2 + f^2(r_{12}) v(12) \quad (17)$$

تعریف می‌شود [۸]:

جدول ۱: پارامترهای  $F(\rho)$  برای مؤلفه‌های مستقیم و تبادلی برهم‌کنش LOCV-DDAEI

	$C$	$\alpha$	$\beta$
مؤلفه مستقیم	۰/۳۸	۵/۰۳	۳/۲۲
مؤلفه تبادلی	۱۳/۵۷	-۰/۹	۰/۱۲



شکل ۱. مؤلفه‌های مستقیم و تبادلی و پتانسیل کل ادغامی محاسبه شده با برهم‌کنش LOCV-DDAEI برای پراکندگی  $^{16}O-^{16}O$  در انرژی‌های فرودی مختلف

$$\bar{v}_{Ex}^{LOCV}(r, \rho) = \frac{\sum_{\alpha, j} (\nu T + 1)(\nu J + 1) \binom{(-1)^{L+S+T}}{\nu} v_{\alpha}^{i, j}(r, \rho) a_{\alpha}^{(j)\dagger}(r, \rho)}{\sum_{\alpha, k} (\nu T + 1)(\nu J + 1) \binom{(-1)^{L+S+T}}{\nu} a_{\alpha}^{(k)}(r, \rho)} \quad (19)$$

که  $\alpha = \{JLST\}$  به منظور استفاده از این برهم‌کنش‌ها در مدل ادغامی آن‌ها را بصورت حاصلضرب دو قسمت مجزای شعاعی و وابسته به چگالی در نظر می‌گیریم:

$$\bar{v}_{D(Ex)}^{LOCV}(r, \rho) = v_{D(Ex)}(r) F_{D(Ex)}(\rho) \quad (20)$$

تمام وابستگی به چگالی در  $F_{D(Ex)}(\rho)$  نهفته است و

در اینجا ما از پتانسیل رایده ۶۸، به عنوان برهم‌کنش ورودی  $v(12)$ ، استفاده کرده‌ایم. پس از انجام پاره‌ای از محاسبات جبری بخش‌های مستقیم و تبادلی را به صورت را می‌توانیم به صورت زیر بنویسیم:

$$\bar{v}_D^{LOCV}(r, \rho) = \frac{\sum_{\alpha, j} (\nu T + 1)(\nu J + 1) \binom{(-1)^{L+S+T}}{\nu} v_{\alpha}^{i, j}(r, \rho) a_{\alpha}^{(j)\dagger}(r, \rho)}{\sum_{\alpha, k} (\nu T + 1)(\nu J + 1) \binom{(-1)^{L+S+T}}{\nu} a_{\alpha}^{(k)}(r, \rho)} \quad (18)$$

در انتگرال‌های ادغامی روابط (۴) و (۵) بکار می‌بریم و از توزیع دو پارامتری فرمی برای توزیع‌های چگالی هسته‌های هدف و پرتابه استفاده می‌کنیم. همانطور که قبلاً اشاره شد، بواسطه وابستگی  $k_{rel}(R)$  به بخش تبادلی پتانسیل اپتیکی،  $U_{Ex}$ ، با یک مسأله خودسازگار مواجه هستیم بنابراین روش تکرار برای ارزیابی بخش تبادلی بکار می‌رود. با مقایسه کار حاضر با کارهای قبلی ما [۷ و ۸]، ملاحظه می‌شود که با در نظر گرفتن فاکتور وابسته به انرژی بصورت خطی  $g(E) = \zeta - k \left( \frac{E}{A} \right)$  با پارامترهای  $k = 0.003 MeV^{-1}$  و  $\zeta = 0.4$ ، سرعت همگرایی روش تکرار در محاسبه  $U_{Ex}$  بطور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد و در نتیجه زمان محاسبات تا حد زیادی کاهش می‌یابد، تا جایی که به‌عنوان مثال در مرجع [۸] گزارش شده است که در فواصل بین هسته‌ای کوچک، تعداد تکرارهای مورد نیاز برای محاسبه  $U_{Ex}$ ، در حدود ۱۵۰ تا ۲۰۰ است اما با تعریف  $g(E)$  با پارامترهای جدید در این کار این تعداد به ۸۰ تا ۹۰ کاهش می‌یابد، که این باعث افزایش زیادی در سرعت همگرایی در محاسبه در تمام فواصل بین هسته‌ای می‌شود.

همانطور که گفته شد هنگام کاربرد LOCVDAAEI به داده‌های پراکندگی هسته-هسته، لازم است یک فاکتور صریح وابستگی به انرژی نیز در محاسباتمان در نظر بگیریم به گونه‌ای که بهترین برازش به داده‌های پراکندگی حاصل شود. با بررسی فرم‌های مختلف برای این تابع، ما دریافته‌ایم که این فاکتور می‌تواند بصورت یک وابستگی خطی به انرژی پرتابه در نظر گرفته شود.

پتانسیل‌های اپتیکی HI بکار برد.

همانطور که گفته شد هنگام کاربرد LOCVDAAEI به داده‌های پراکندگی هسته-هسته، لازم است یک فاکتور صریح وابستگی به انرژی نیز در محاسباتمان در نظر بگیریم به گونه‌ای که بهترین برازش به داده‌های پراکندگی حاصل شود. با بررسی فرم‌های مختلف برای این تابع، ما دریافته‌ایم که این فاکتور می‌تواند بصورت یک وابستگی خطی به انرژی پرتابه در نظر گرفته شود.

$$g(E) = \zeta - k \left( \frac{E}{A} \right) \quad (22)$$

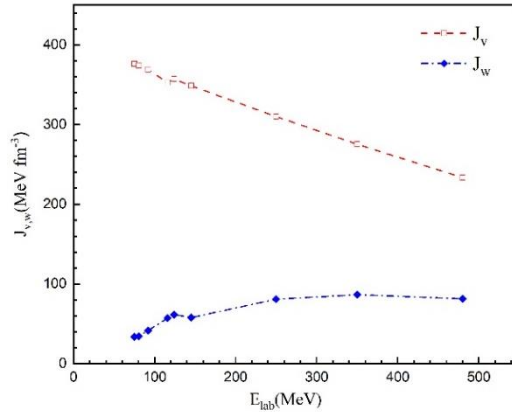
در مراجع [۸ و ۹]،  $k = 0.003 MeV^{-1}$  و  $\zeta = 1$  در نظر گرفته شده بود، اما در این کار، دریافته‌ایم که با در نظر گرفتن  $\zeta = 0.4$  و  $k = 0.003 MeV^{-1}$ ، توصیف بهتری از پراکندگی HI در انرژی‌های مختلف بدست می‌آید.

#### ۴. بحث و نتیجه‌گیری

به منظور محاسبه بخش حقیقی پتانسیل اپتیکی در چارچوب مدل ادغامی برای پراکندگی کشسان  $^{16}O-^{16}O$  در گستره انرژی‌های  $48-75 MeV$ ، مؤلفه‌های مستقیم و تبادلی برهم‌کنش LOCVDAAEI، را به‌عنوان برهم‌کنش مؤثر NN

اینکه، در فواصل شعاعی کوچک که منطبق بر چگالی همپوشانی بالا ( $\rho > \rho_0$ ) است، مؤلفه تبدیلی پتانسیل عمیق تر از مؤلفه مستقیم است، به ویژه در انرژی‌های پایین، در حالیکه در ناحیه سطحی که مربوط به چگالی همپوشانی پایین است، سهم  $U_D$ ، تقریباً به اندازه  $U_{Ex}$  است. از شکل ۱-۱، مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی پرتابه، عمق پتانسیل ادغامی در فواصل کوچک کاهش می‌یابد.

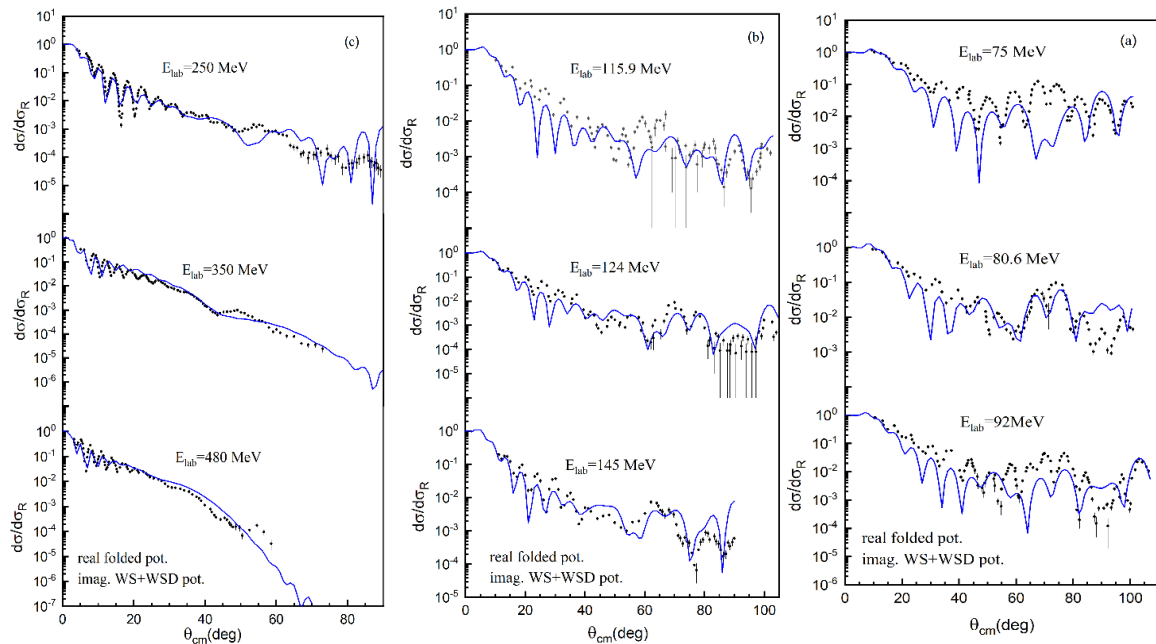
اینکه، در فواصل شعاعی کوچک که منطبق بر چگالی همپوشانی بالا ( $\rho > \rho_0$ ) است، مؤلفه تبدیلی پتانسیل عمیق تر از مؤلفه مستقیم است، به ویژه در انرژی‌های پایین، در حالیکه در ناحیه سطحی که مربوط به چگالی همپوشانی پایین است، سهم  $U_D$ ، تقریباً به اندازه  $U_{Ex}$  است. از شکل ۱-۱، مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی پرتابه، عمق پتانسیل ادغامی در فواصل کوچک کاهش می‌یابد.



شکل ۲. بخش‌های حقیقی و موهومی انتگرال حجمی پتانسیل اپتیکی سیستم  $^{16}O-^{16}O$  بر حسب انرژی پرتابه فرودی

جدول ۲: پارامترهای بخش پتانسیل موهومی برای پراکندگی  $^{16}O-^{16}O$  در انرژی‌های مختلف

$E_{lab}$ (MeV)	$N_R$	$W_V$ (MeV)	$R_V$ (fm)	$a_V$ (fm)	$W_D$ (MeV)	$R_D$ (fm)	$a_D$ (fm)	$J_V$	$J_W$	$\chi^2$
۷۵	۰/۸۸۴	۸/۱۷	۶/۰۴	۰/۷۰	۰/۸۱	۲/۶۲	۰/۵۳	۳۷۵/۹۵	۳۳/۷۴	۵۷/۴۲
۸۰/۶	۰/۹۹۵	۹/۱۲	۵/۷۹	۰/۷۰	۰/۹۶	۲/۵۲	۰/۵۳	۳۷۴/۲۹	۳۴/۴۳	۵۲/۸۰
۹۲	۰/۹۷۳	۱۰/۷۷	۶/۱۴	۰/۷۵	۱/۰۳	۲/۵۲	۰/۵۲	۳۶۹/۳۱	۴۱/۵۷	۵۹/۱۸
۱۱۵/۹	۰/۹۴۹	۱۳/۴۴	۶/۰۹	۰/۷۰	۱/۶۰	۲/۵۲	۰/۵۵	۳۵۲/۶۶	۵۶/۹۹	۳۹/۷۶
۱۲۴	۱/۰۳۵	۱۴/۵۰	۶/۰۵	۰/۸۰	۲/۲۲	۲/۶۲	۰/۴۵	۳۵۷/۲۲	۶۱/۵۰	۵۳/۶۲
۱۴۵	۰/۹۴۰	۱۴/۱۰	۵/۹۵	۰/۸۰	۲/۳۲	۲/۵۲	۰/۵۲	۳۴۸/۶۱	۵۷/۷۴	۵۲/۸۳
۲۵۰	۰/۹۸۸	۲۲/۷۰	۵/۶۹	۰/۷۵	۲/۸۲	۲/۵۲	۰/۳۸	۳۱۰/۰۲	۸۰/۷۱	۳۷/۳۱
۳۵۰	۰/۹۵۷	۳۲/۵۰	۵/۱۹	۰/۶۰	۳/۹۰	۲/۶۲	۰/۴۳	۲۷۵/۲۳	۸۶/۴۹	۳۸/۲۱
۴۸۰	۰/۹۶۶	۳۶/۸۰	۴/۶۱	۰/۸۲	۴/۷۰	۳/۰۲	۰/۵۰	۲۳۳/۴۴	۸۱/۳۹	۳۲/۶۴



شکل ۳. سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  در انرژی‌های مختلف. نقاط توپر داده‌های تجربی می‌باشد.

از شکل ۲ مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی،  $J_V$  بطور خطی کاهش پیدا می‌کند که این نتایج در توافق با نتایج  $J_V$  بدست آمده با برهم‌کنش‌های  $M^2Y$  است [۲۷ و ۱۸]. با توجه به اینکه برای یک سیستم خاص در یک انرژی معین، همه انواع پتانسیل‌های حقیقی، باید رفتار مشابهی را برای انتگرال حجمی پیش‌بینی کنند، می‌توان نتیجه گرفت که پارامتریز جدید برای تابع  $g(E)$  در برهم‌کنش LOCVD-DAEI، بطور مناسبی وابستگی به انرژی پتانسیل اپتیکی را نشان می‌دهد. همچنین وابستگی به انرژی  $J_W$  مشاهده شده در شکل ۲، مشابه با شکل ۶.۷ در مرجع [۱۸] و شکل ۱۷ در مرجع [۲۷] است.

سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  در انرژی‌های ۴۸۰-۷۵ MeV روی گستره وسیعی از زوایای پراکندگی با استفاده از پتانسیل ادغامی ناشی از برهم‌کنش LOCVD-DAEI با استفاده از کد FRESKO [۲۸] محاسبه شده است و در شکل ۳ ترسیم شده و با داده‌های پراکندگی تجربی برگرفته از مراجع [۲۹-۳۴] مقایسه شده‌اند. شایان ذکر است که بخش موهومی پتانسیل بصورت مجموع جملات حجمی و سطحی (WS+WSD) در نظر گرفته شده است و پارامترهای این بخش، یعنی  $W_V$ ،  $R_V$ ،  $a_V$ ،  $W_D$ ،  $R_D$  و  $a_D$ ، به همراه ضریب بازبهنجارش  $N_R$ ، طوری تنظیم شده‌اند که

به منظور بررسی وابستگی پتانسیل اپتیکی به انرژی پرتابه فرودی، انتگرال حجمی پتانسیل اپتیکی محاسبه می‌شود [۱۸]:

$$J_E(E) = \frac{-4\pi}{A_p A_t} \int U_E(r) r^2 dr = J_V(E) + iJ_W(E) \quad (23)$$

در این تعریف، علامت منفی به این دلیل وارد شده است که  $J$  برای پتانسیل‌های جاذب، مثبت باشد. معمولاً انتگرال‌های حجمی پتانسیل‌های هسته‌ای، را می‌توان توسط داده‌های تجربی بهتر از خود پتانسیل تعیین نمود [۱۸]. از این رو تعیین مقدار  $J_V$ ، اغلب به عنوان معیاری برای رسیدن به پتانسیل اپتیکی واقعی در نظر گرفته می‌شود.

با توجه به تعریف فوق برای بخش‌های حقیقی و موهومی انتگرال حجمی پتانسیل، مقادیر  $J_V$  و  $J_W$  برای پراکندگی  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  در هر انرژی محاسبه و در جدول ۲ وارد شده است.

شکل ۲، مقادیر  $J_V$  و  $J_W$  محاسبه شده را بر حسب انرژی پرتابه فرودی نشان می‌دهد. همانطور که قبلاً بیان شد، در اینجا بخش موهومی پتانسیل اپتیکی HI بصورت مجموع جملات حجمی و سطحی در نظر گرفته شده است. مقادیر  $J_V$  بدست آمده با در نظر گرفتن پارامتریز جدید برای تابع  $g(E)$  برهم-کنش LOCVD-DAEI، به مقادیر  $J_V$  محاسبه شده با برهم-کنش‌های  $M^2Y$ ، نزدیک هستند.



بهترین برازش به داده‌های تجربی در هر انرژی حاصل شود. در جدول ۲ مقادیر پارامترهای بخش موهومی و ضریب بازه‌نچارش  $N_R$  و همچنین کمیت  $\alpha$ ، که کیفیت برازش را نشان می‌دهد، در هر انرژی داده شده است.

پارامترهای بخش موهومی نشان می‌دهد که پتانسیل موهومی در محاسبات ما ضعیف‌تر از بخش حقیقی پتانسیل اپتیکی است و همچنین ضریب بازه‌نچارش  $N_R$  نزدیک به واحد حاکی از این است که اثرات مرآب بالاتر در محاسبات ما ناچیز هستند و مدلی که ما برای پتانسیل بکار برده‌ایم یک مدل واقعی است. شکل ۳ نشان می‌دهد که بطور کلی توصیف نسبتاً مناسبی از داده‌های پراکندگی می‌تواند با استفاده از برهم‌کنش LOC-LOCV و تنظیم پارامترهای بخش موهومی پتانسیل و ضریب بازه‌نچارش بدست آید.

## ۵. جمع‌بندی

در این مقاله، داده‌های تجربی پراکندگی کشسان  $^{16}O-^{16}O$  در گستره انرژی‌های ۴۸۰-۷۵ MeV، در چارچوب مدل اپتیکی با استفاده از برهم‌کنش مؤثر دو جسمی وابسته به چگالی LOC-LOCV-DDAEI، تحلیل شده است. مؤلفه‌های مستقیم و تبادلی برهم‌کنش LOC-LOCV-DDAEI، از محاسبات روش LOC-LOCV برای ماده هسته‌ای متقارن با پتانسیل راید ۶۸ استخراج شده است و سپس بخش‌های شعاعی و وابسته به چگالی این پتانسیل به منظور استفاده در مدل ادغامی از هم تفکیک شده است. پارامترهای جدیدی برای بخش وابسته به انرژی برهم‌کنش،  $g(E)$ ، هنگام توصیف داده‌های پراکندگی بکار رفته

## مراجع

است. تابع جدید  $g(E)$  باعث می‌شود که تعداد تکرارهای مورد نیاز برای محاسبه بخش تبادلی پتانسیل ادغامی تا حد زیادی کاهش یابد که این به نوبه خود موجب صرفه‌جویی در زمان محاسبات می‌شود و همچنین به پیش‌بینی صحیحی از رفتار انتگرال حجمی پتانسیل اپتیکی بر حسب انرژی پرتابه فرودی منجر می‌شود.

ملاحظه می‌شود که با استفاده از پتانسیل ادغامی بدست آمده از برهم‌کنش مؤثر LOC-LOCV-DDAEI و تنها با تنظیم پارامترهای بخش موهومی پتانسیل اپتیکی و ضریب بازه‌نچارش، توصیف نسبتاً خوبی از داده‌های پراکندگی تجربی سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان  $^{16}O-^{16}O$  در انرژی‌های مورد بررسی، حاصل می‌شود. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که با توجه به اینکه برهم‌کنش‌های LOC-LOCV-DDAEI بر اساس محاسبات بس‌ذره‌ای با پتانسیل‌های پدیده‌شناختی NN، بدون هیچ تقریبی، استخراج شده‌اند، و بر خلاف برهم‌کنش‌های  $M^{3Y}$ ، بخش وابسته به چگالی برهم‌کنش ما مستقیماً از محاسبات خودسازگار LOC-LOCV ناشی می‌شوند، منبع مورد اطمینانی در محاسبات برخورد‌های هسته-هسته و تحلیل پراکندگی HI هستند.

با توجه به بحث‌های فوق، به علت اینکه برهم‌کنش‌های LOC-LOCV-DDAEI، توصیف خوبی هم برای ماده هسته‌ای و هم داده‌های پراکندگی HI ارائه می‌دهند، می‌تواند به خوبی به عنوان تقریبی از پتانسیل NN در محاسبات ماده هسته‌ای و هسته‌های معین بکار روند.

1. B.singh, M.Bhuyan, S.K.patra, R.K.Gupta, , J.Phys.G:Nucl.Part.Phys. 39, (2012) 025101.
2. D.T. Khoa, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, G. Bartnitzky, H. Clement, Y. Sugiyama, B.Gebauer, A.N. Ostrowski, Th. Wilpwert and C. Langner, Phys. Rev. Lett. 7 (1995).
3. G. Bertsch, J. Borysowicz, H. McManus, W.G. Love, Nucl. Phys. A 284, (1977) 399
4. D.T. Khoa, W. von Oertzen, Phys. Lett. B 304, (1993) 8.
5. D.T. Khoa, W. von Oertzen, A.A. Ogloblin, Nucl. Phys. A 602, (1996) 98.
6. D.T. Khoa, G.R. Satchler, W. von Oertzen, Phys. Rev. C 56, (1997) 954.
7. M. Modarres, M. Rahmat, Nucl. Phys. A 934, (2015) 148.
8. M. Rahmat, M. Modarres, Phys. Rev. C 97, (2018) 034611.

9. M. Rahmat, M. Modarres, Nucl. Phys. A 997, (2020) 121715.
10. J. W. Clark, Prog. Part. Nucl. Phys. 2, (1979) 89.
11. J. C. Owen, R. F. Bishop, and J.M. Irvine, Ann. Phys. (NY) 102, (1976) 170
12. M. Modarres and J. M. Irvine, J. Phys. G 5, (1979) 511
13. M. Modarres and G. H. Bordbar, Phys. Rev. C 58, (1998) 2781
14. M. Modarres, M. Rahmat, Nucl. Phys. A 903, (2013) 40.
15. M. Modarres, M. Rahmat, Nucl. Phys. A 921, (2014) 19
16. M. Modarres, M. Rahmat, Physica A 466, (2017) 396
17. G.L. Zhang, H. Liu, X.Y. Le, Chin. Phys. B 18, (2009) 136
18. M.E. Brandan, G.R. Satchler, Phys. Rep. 285, (1997) 143.
19. D.T. Khoa, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, Phys. Rev. C 49, (1994) 1652.
20. K.Amos, P.J.Dortmans, H.V.von Geramb, S.Karataglidis, Adv. Nucl. Phys. 25, (2000) 275.
21. G.R. Satchler, W.G. Love, Phys. Rep. 55, (1979) 183.
22. J.W.Negele, D.Vautherin, Phys. Rev. C 5, (1972) 1472.
23. X. Campi and A. Bouyssy, Phys. Lett. B 73, (1978) 263.
24. P.Ring, P.Schuch, The Nuclear Many-Body Problem (Springer-Verlag, New York, 1980), p.542
25. R.Baltin, Z.Naturforsch. 27A, (1972) 1176.
26. M. El-Azab Farid and G.R. Satchler, Nucl. Phys. A 438, (1985) 525.
27. D.T. Khoa, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, F.Nuoffer, Nucl. Phys. A 672 (2000)
28. I. Thompson, www.fresco.org.uk.
29. M.P.Nicoli, F.Haas, R.M.Freeman, N.Aissaoui, C.Beck, A.Elanique, R.Nouicer, A.Morsad, S.Szilner, Z.Basrak, M.E.Brandan, G.R.Satchler, Phys. Rev. C 60 (1999) 064608
30. M. P. Nicoli, F. Haas, R. M. Freeman, N. Aissaoui, C. Beck, A. Elanique, R. Nouicer, A. Morsad, S. Szilner, Z. Basrak, M. E. Brandan, and G. R. Satchler, Phys. Rev. C 60, (1999) 064608.
31. Y. Sugiyama, et al., Phys. Lett. B 312 (1993) 35.
32. E. Stiliaris, et al., Phys. Lett. B 223 (1989) 291.
33. H.G. Bohlen, E. Stiliaris, B. Gebauer, W. von Oertzen, M. Wilpert, Th. Wilpert, A. Ostrowski, Dao T. Khoa, A.S. Demyanova, A.A. Ogloblin, Z. Phys. A 346 (1993) 189.
34. G. Bartnitzky, et al., Phys. Lett. B 365 (1996) 23.