

بررسی ساختار سبک‌ترین هسته‌های هایپرونی دو Λ ای با استفاده از بسط توابع گوسی

جعفر اسماعیلی*، صفیه غلامرضایی

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

دریافت: 1396/11/14 ویرایش نهایی: 1396/12/21 پذیرش: 1397/03/01

چکیده

در کار حاضر به منظور بهبود شناخت از برهم‌کنش‌های $\Lambda\Lambda$ و ΛN ، امکان وجود حالت مقید سیستم سه‌جسمی $(\Lambda\Lambda n)$ $\Lambda\Lambda N$ و $(\Lambda\Lambda p)$ را از دیدگاه محاسباتی بررسی کرده‌ایم. برای مطالعه ساختار چنین سیستم سه‌جسمی‌ای از مدل‌های برهم‌کنشی ND، NF و NS گروه نایجمن و برهم‌کنش‌های JA و JB گروه یولیچ که اثرات جفت‌شدگی $\Lambda N - \Sigma N$ در آنها صریحاً در نظر گرفته شده، برای پتانسیل ΛN استفاده کرده‌ایم. همچنین با استفاده از یک مدل شبه OBE، برهم‌کنش $\Lambda\Lambda$ را در محاسبات سه‌جسمی لحاظ کرده‌ایم. کم‌ترین مقدار انرژی سیستم $\Lambda\Lambda N$ برای شش مدل برهم‌کنشی ΛN در محدوده $1/6$ تا $1/8$ MeV به دست آمد که هیچ حالت مقیدی را برای $\Lambda\Lambda N$ نشان نمی‌دهند.

کلیدواژگان: سیستم سه‌جسمی $\Lambda\Lambda N$ ، پتانسیل‌های نایجمن و یولیچ ΛN ، بسط پایه‌های گوسی

مقدمه

دسته‌ای دیگر از داده‌های تجربی برهم‌کنش ΛN ، اطلاعات برگرفته از حالت‌های مقید سیستم‌های حاوی شگفتی است که از سبک‌ترین هسته‌های هایپرونی استنباط می‌شوند.

یکی از اهداف حوزه فیزیک هسته‌ای شگفتی، پیدا کردن حالت‌های مقید و مطالعه ویژگی‌های دینامیکی جدید به دست آمده از اضافه کردن یک یا چند ذره Λ به هسته‌ها می‌باشد. هسته‌های هایپرونی Λ ، جنبه‌های ساختاری بسیار جذابی دارند. یکی از ویژگی‌های قابل توجه هسته‌های هایپرونی، پایداری سیستم هایپرون-هسته ناشی از نقش شبه‌چسب ذره Λ است. اضافه شدن Λ به یک سیستم هسته‌ای می‌تواند به قید سیستم منجر شود، حتی اگر هسته مرکزی نامقید باشد [1]. با اضافه شدن یک ذره Λ به هسته، اندازه و خوشه‌بندی در قسمت مغز هسته‌ای متحمل تغییرات دینامیکی

یکی از مسائل بنیادی در فیزیک هسته‌ای شگفتی، یافتن تصویری درست و کامل از برهم‌کنش‌های باریون‌های هشت‌گانه است. در این زمینه تحلیل برهم‌کنش ΛN بسیار مهم و کلیدی به نظر می‌رسد، زیرا چنین شناختی بینش مان را نسبت به برهم‌کنش باریون-باریون در حوزه فیزیک هسته‌های هایپرونی کامل‌تر می‌کند. با توجه به مشکلات تجربی و تفسیر نتایج این حوزه، تحلیل برهم‌کنش ΛN نسبت به یک سیستم نوکلئون-نوکلئون مشابه، بسیار سخت‌تر به نظر می‌رسد. امروزه مدل‌های برهم‌کنشی $YN-YY$ با ابهامات زیادی سروکار دارند، از لحاظ تجربی نیمه‌عمر کوتاه ذره Λ مانع از فراهم کردن باریکه‌های پرشدت Λ در شتاب‌دهنده‌ها می‌شود و این مسئله منجر به داده‌های اندک پراکندگی ΛN در این حوزه می‌شود.

*نویسنده مسئول: jesmaili@iut.ac.ir

محاسباتی، موفق به یافتن حالت مقیدی برای سیستم 3_8n نشدند [5].

در فیزیک هسته‌های هایپرونی، وجود هسته‌های هایپرونی دو Λ ای بسیار مورد توجه هستند، زیرا چنین هسته‌هایی اطلاعات ارزشمندی در مورد برهم‌کنش $\Lambda\Lambda$ را روشن می‌کنند و عمیقاً به دیگر حوزه فیزیک هسته‌ای هایپرونی $s=-2$ ، چون ذرات Ξ وابسته هستند. دانش کنونی ما درباره هسته‌های هایپرونی دو Λ ای، از اندازه‌گیری انرژی بستگی آن‌ها، استخراج شده است. یکی از هسته‌های هایپرونی دو Λ ای که اطلاعات رخداد آن به‌طور منحصر به فردی به وسیله مشاهده واپاشی‌های ضعیف متوالی تعیین شده، هسته ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ است که رخداد ناگارا⁹ نامیده می‌شود [6]. در رخداد ناگارا، مقادیر دقیق انرژی بستگی دو Λ ، به صورت تجربی اندازه‌گیری شده است. امروزه، محققین برای مطالعه دقیق هسته‌های هایپرونی دو Λ ای، مشاهدات خود را به گونه‌ای تفسیر می‌کنند که با رخداد ناگارا سازگار باشند. در بررسی ویژگی‌های هسته‌های هایپرونی دو Λ ای که در توافق با رخداد ناگارا هستند، سه رخداد مهم دیگر به نام‌های میکاگه¹⁰، دماچی - یاناگی¹¹ و هیدا¹²، به ترتیب هسته‌های ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ ، ${}^10_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ و $({}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ یا ${}^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be})$ را به عنوان محتمل‌ترین هسته‌های هایپرونی دو Λ ای گزارش کرده است [7].

در راستای یافتن سبک‌ترین هسته‌های هایپرونی، در کار حاضر قصد داریم سیستم هایپرونی $\Lambda\Lambda N$ را مورد بررسی قرار دهیم. سیستم‌های سه‌ذره‌ای معمولاً با استفاده از روش‌های وردشی و یا روش‌های مبتنی بر رویکرد فدیف مورد بررسی قرار می‌گیرند که هر دو دسته روش حل مسئله برای پتانسیل‌های معادل، انرژی

چشمگیری می‌شود، که به‌صراحت در مشاهده‌پذیرهایی چون گذارهای الکترومغناطیسی نمود پیدا می‌کند [2]. یکی از اهداف مهم مطالعه هسته‌های هایپرونی Λ ، استخراج اطلاعاتی درباره ماهیت برهم‌کنش جفت‌شده $\Lambda N - \Sigma N$ است. به‌منظور درک صحیح و یافتن شناخت کاملی از ماهیت برهم‌کنش جفت‌شده $\Lambda N - \Sigma N$ ، تاکنون هسته‌های هایپرونی مختلفی، از طریق محاسبات چندجسمی مورد بررسی قرار گرفته‌اند. میاگوا¹ و همکاران، محاسبات فدیف² سیستم ${}^3_8\text{H}$ را با استفاده از برهم‌کنش‌های واقعی تر YN با پتانسیل هسته نرم نایجمین³ و پتانسیل یولیج⁴ انجام داده‌اند، آنها نشان دادند که جفت‌شدگی $\Lambda N - \Sigma N$ ، نقش تعیین‌کننده‌ای در به‌دست آوردن حالت مقید ${}^3_8\text{H}$ بازی می‌کند [3].

باتوجه به اینکه هایپرترایتون یک سیستم مقید است، اگر سیستم $(n\Lambda)$ ³ نیز مقید باشد، این دو می‌توانند اطلاعات تکمیلی‌ای درباره جفت‌شدگی برهم‌کنش $\Lambda N - \Sigma N$ فراهم کنند. گروه هیفا⁵ در سال 2013، براساس مشاهدات مدهای واپاشی دو و سه‌جسمی، شواهدی مبنی بر وجود حالت مقید 3_8n ارائه کرد، ولی در این گزارش هیچ انرژی بستگی‌ای برای 3_8n گزارش نشده بود [4]. با توجه به گزارش گروه هیفا، هیاما⁶، رایکن⁷ و گیسون⁸ با در نظر گرفتن جفت‌شدگی صریح $\Lambda N - \Sigma N$ ، انرژی بستگی 3_8n را محاسبه کردند. آنها نتایج محاسبات‌شان را باتوجه به بازتولید داده‌های مشاهده شده انرژی بستگی برای سیستم‌های ${}^3_8\text{H}$ ، ${}^4_8\text{H}$ و ${}^4_8\text{He}$ ، و همچنین توافق با انرژی‌های بستگی ${}^3\text{H}$ و ${}^3\text{He}$ مورد سنجش قرار دادند، ولی از حیث

⁷ Rijken

⁸ Gibson

⁹ NAGARA

¹⁰ Mikage

¹¹ Demachi-Yanagi

¹² Hida

¹ Miagava

² Faddeev

³ Nijmegen

⁴ Julich

⁵ Hyphy Collaboration

⁶ Hiyama

ماتریس مسئله مشهور بستگی زیاد Λ^2 در محیط‌های هسته‌ای، به‌طور عمقی حل شد [13].

از سوی دیگر، گروه یولیچ برهم‌کنش‌های YN را با شروع از مدل بان³ برای برهم‌کنش‌های NN ارائه کرده است. دو نسخه از پتانسیل‌های یولیچ برای YN وجود دارد: مدل A، فقط دیاگرام‌های تبادل تک ذره را در برمی‌گیرد، در حالی که مدل B علاوه بر تبادل تک ذره، فرآیندهای مرتبه بالاتر شامل یک باریون اسپین 3/2 در حالت میانی را نیز در بر می‌گیرد. چنین مدل‌هایی با شکل اختصاری JA و JB مشخص می‌شوند.

برهم‌کنش‌های YNG بین Λ و N از مدل‌های OBE، به‌ازای هر k_F در محیط هسته‌ای به‌وسیله یک تابع گوسی سه بعدی به‌صورت زیر داده می‌شوند [14]:

$$V_{\Lambda N}(r, k_F) = \sum_{i=1}^3 \left[\left(v_{\sigma\sigma, even}^{(i)} + v_{\sigma\sigma, even}^{(i)} \sigma_{\Lambda} \cdot \sigma_N \right) \frac{1+P_r}{2} + \left(v_{\sigma\sigma, odd}^{(i)} + v_{\sigma\sigma, odd}^{(i)} \sigma_{\Lambda} \cdot \sigma_N \right) \frac{1-P_r}{2} \right] e^{-\left(\frac{r}{\beta}\right)^2} \quad 1$$

که در آن P_r عملگر تبادل فضایی (مایورانا) است. پارامترهای شدت $v_{\sigma\sigma, even}^{(i)}$ ، $v_{\sigma\sigma, odd}^{(i)}$ ، $v_{\sigma\sigma, even}^{(i)}$ و $v_{\sigma\sigma, odd}^{(i)}$ به‌صورت چند جمله‌ای‌های درجه دویی از k_F در مراجع [14 و 15] محاسبه شده‌اند. در واقع وابستگی به k_F در برهم‌کنش‌های YNG ، ناشی از جفت‌شدگی $\Lambda N - \Sigma N$ در مدل‌های OBE است.

اطلاعات تجربی مربوط به برهم‌کنش $\Lambda\Lambda$ را تنها از طریق انرژی بستگی $B_{\Lambda\Lambda}$ مشاهده شده در هسته‌های هایپرونی دو Λ ‌ای، می‌توان به‌دست آورد [16 و 17]. محققین با پیشنهاد یک برهم‌کنش $\Lambda\Lambda$ شبه OBE که به‌شکل گوسی سه بعدی (رابطه 2) بیان می‌شود، حرکت نسبی $\Lambda\Lambda$ و از جمله همبستگی‌های کوتاه‌برد ذرات را

بستگی یکسانی را نتیجه می‌دهند. در روش‌های وردشی می‌توان فهم خوبی از ساختار حالت مقید با استفاده از تابع موج حاصله به‌دست آورد، ولی دینامیک کانال $\Lambda\Sigma N$ تنها به‌صورت مؤثر در برهم‌کنش ΛN لحاظ می‌شود. از طرف دیگر در روش فدیف می‌توان دینامیک کانال $\Lambda\Sigma N$ را به‌طور مستقیم در محاسبات وارد کرد ولی در این روش برای حل‌پذیر بودن معادلات فدیف، باید از پتانسیل‌های جداپذیر استفاده کرد.

محققین نشان داده‌اند که ΛN و $\Lambda\Lambda$ حالت مقیدی تشکیل نمی‌دهند [8]. در کار حاضر با اضافه کردن یک نوکلئون به سیستم $\Lambda\Lambda$ ، تشکیل یا عدم تشکیل یک حالت مقید در سیستم سه‌جسمی $\Lambda\Lambda N$ را از نقطه نظر محاسباتی با استفاده از روش وردشی بسط توابع گوسی مورد بحث قرار خواهیم داد. برای دستیابی به این هدف به اطلاعاتی در زمینه برهم‌کنش‌های ΛN و $\Lambda\Lambda$ نیازمندیم.

پتانسیل‌های هایپرون-نوکلئون و هایپرون-

هایپرون

مدل تبادل تک بوزونی¹ (OBE) برای برهم‌کنش‌های YN ، ابتدا توسط گروه نایجمن [9 و 10] و سپس توسط گروه یولیچ [11 و 12] به‌کار گرفته شده است. در مورد مدل‌های نایجمن، سیستم‌های YY و YN به‌وسیله روابط تقارنی $SU(3)$ به هم پیوند داده شده‌اند و اثرات جفت‌شدگی $\Lambda N - \Sigma N$ صراحتاً در نظر گرفته می‌شود. مدل‌های نایجمن سه نوع هستند: مدل‌های D و F که هردو هسته‌های سخت دارند و مدل هسته نرم S. در ادامه این مدل‌ها به‌ترتیب به‌صورت ND، NF و NS خلاصه می‌شوند. با استفاده از برهم‌کنش‌های نایجمن، از طریق رویکرد -G

³ Bonn

¹ One boson exchange

² Λ -Overbinding

به‌وسیله توابع پایه گوئی با دقت بالایی به‌دست آورده‌اند

$$V_{\Lambda\Lambda}(r) = \sum_{i=1}^3 (v_{\sigma\sigma}^{(i)} + v_{\sigma\sigma}^{(i)} \sigma_{\Lambda} \cdot \sigma_{\Lambda}) e^{-\left(\frac{r}{\beta^{(i)}}\right)^2} \quad 2$$

که مقادیر پارامترهای $v_{\sigma\sigma}^{(i)}$ ، $v_{\sigma\sigma}^{(i)}$ و $\beta^{(i)}$ در مرجع [15] نشان داده شده است.

پارامترهای برهم‌کنش مورد اشاره در مراجع [14 و 15]، بیانگر آن هستند که پتانسیل برهم‌کنش‌های ΛN و $\Lambda\Lambda$ ، پتانسیل‌هایی جاذب با مغزی دافع هستند.

روش بسط توابع گوئی

روش بسط توابع گوئی، یک روش وردشی برای حل معادله شرودینگر سیستم‌های چند ذره‌ای است. محاسبات نسبتاً ساده و سرراست داریه‌های ماتریسی نمایش معادله شرودینگر، و توصیف مناسب رفتار کوتاه برد و بلند برد تابع موج سیستم‌های چند ذره‌ای، از مزیت‌های پایه‌های گوئی نسبت به دیگر پایه‌ها در روش‌های ورودشی است. معادله شرودینگر مستقل از زمان یک سیستم چند ذره‌ای، با تکانه زاویه‌ای کل J و مؤلفه سوم M به‌صورت

$$(H-E)\Psi_{JM} = 0 \quad 3$$

نوشته می‌شود که در آن H ، هامیلتونی درونی سیستم چند ذره‌ای است که در آن حرکت مرکز جرم سیستم کنار گذاشته شده است. برای به‌دست آوردن ویژه‌توابع و ویژه‌مقادیر سیستم مورد بررسی، ابتدا تابع موج داخلی کل سیستم را با توجه به مختصه‌های ژاکوبی سیستم به‌صورت حاصل ضرب توابع موج نسبی سیستم

$$\Psi_{JM} = \psi_{j_1 m_1} \psi_{j_2 m_2} \dots \quad 4$$

بازنویسی می‌کنیم ($\vec{J} = \vec{j}_1 + \vec{j}_2 + \dots$). هریک از توابع موج نسبی بیانگر توصیف یک حرکت دو ذره‌ای است. براساس روش وردش می‌توان هر یک از توابع موج نسبی را برحسب مجموعه‌ای از توابع پایه انتگرال پذیر $\phi_{jm,n}$ ، L^2 به‌صورت

$$\psi_{jm} = \sum_{n=1}^{n_{\max}} C_n^{(j)} \phi_{jm,n} \quad 5$$

بسط داد. استفاده از اصل وردش ریلی-ریتز¹ به یافتن ویژه‌مقادیر یک ماتریس کلی

$$\sum_{n'=1}^{n_{\max}} (H_{nn'}^{(j)} - EN_{nn'}^{(j)}) C_{n'}^{(j)} = 0 \quad 6$$

منجر می‌شود، المان‌های ماتریس هامیلتونی $(H_{nn'}^{(j)})$ و همپوشانی توابع $(N_{nn'}^{(j)})$ با روابط

$$\begin{aligned} H_{nn'}^{(j)} &= \langle \phi_{JM,n} | H | \phi_{JM,n'} \rangle \\ N_{nn'}^{(j)} &= \langle \phi_{JM,n} | 1 | \phi_{JM,n'} \rangle \end{aligned} \quad 7$$

داده می‌شوند. با حل مسئله ویژه‌مقداری نه تنها ویژه‌مقدار و ویژه‌تابع پایین‌ترین حالت ممکن مسئله، بلکه برای حالت‌های برانگیخته با J و M یکسان نیز، به‌دست می‌آید.

پایه‌های گوئی

تابع موج یک سیستم دو ذره‌ای $\psi_{lm}(\vec{r})$ را می‌توان برحسب مجموعه‌ای از توابع پایه گوئی برحسب $\phi_{nlm}^G(\vec{r}) = \phi_{nl}^G(r) Y_{lm}(\hat{r})$ بسط داد

$$\psi_{nlm}^G(\vec{r}) = \sum_{n=1}^{n_{\max}} c_{nl} \phi_{nlm}^G(\vec{r}) \quad 8$$

که $Y_{lm}(\hat{r})$ توابع هماهنگ کروی، و $\phi_{nl}^G(r)$ توابع گوئی شعاعی هستند که به‌صورت

¹Rayleigh-Ritz

سه گانه $(c=1-3)$ ، که در شکل 1 نشان داده شده توصیف می‌شود [18]:

$$\Psi_{JM} = \phi_{JM}^{(c=1)}(\vec{r}_1, \vec{R}_1) + \phi_{JM}^{(c=2)}(\vec{r}_2, \vec{R}_2) + \phi_{JM}^{(c=3)}(\vec{r}_3, \vec{R}_3) \quad 12$$

هر یک از دامنه‌های کانال‌های معادله 12 برحسب توابع پایه دو حرکت نسبی در مختصات زاویه‌ای \vec{r}_c و \vec{R}_c بسط داده می‌شود [18]:

$$\phi_{JM}^{(c)}(\vec{r}_c, \vec{R}_c) = \sum_{n_c l_c N_c L_c} A_{n_c l_c N_c L_c}^{(c)} [\Phi_{n_c l_c}^G(\vec{r}_c) \Psi_{N_c L_c}^G(\vec{R}_c)]_{JM} \quad 13$$

$(c=1-3)$

که در آن ضرایب بسط برحسب اعداد کوانتومی اصلی (n_c, N_c) و تکانه زاویه‌ای مداری (l_c, L_c) است. در ادامه توابع پایه حرکت‌های نسبی سه بعدی $(\Psi_{NL}^G(\vec{R}))$ و $(\Phi_{nl}^G(\vec{r}))$ را به صورت حاصل ضرب توابع پایه گوسی شعاعی $(\Phi_{nl}^G(r))$ و در هماهنگ‌های کروی بازنویسی می‌کنیم

$$\begin{aligned} \Phi_{nlm}^G(\vec{r}) &= \Phi_{nl}^G(r) Y_{lm}(\hat{r}) \\ \Phi_{nl}^G(r) &= N_{nl} r^l e^{-(r/r_n)^2} \\ \Psi_{NLM}^G(\vec{R}) &= \Psi_{NL}^G(R) Y_{LM}(\hat{R}) \\ \Psi_{NL}^G(R) &= N_{NL} R^L e^{-(R/R_N)^2} \end{aligned} \quad 14$$

که در آن پارامترهای برد گوسی r_n و R_N با یک تصاعد هندسی به صورت

$$\begin{aligned} r_n &= r_{\min} a^{n-1} \quad (n=1-n_{\max}) \\ R_N &= R_{\min} A^{N-1} \quad (N=1-N_{\max}) \end{aligned} \quad 15$$

در نظر گرفته می‌شوند [19].

نتایج و بحث

تابع موج اسپینی کل سیستم $|\Lambda_1 \Lambda_2 \rangle_{s, N_3}$ را می‌توان به صورت زیر نوشت.

$$\phi_{nl}^G(r) = N_{nl} r^l e^{-v_n r^2} \quad 9$$

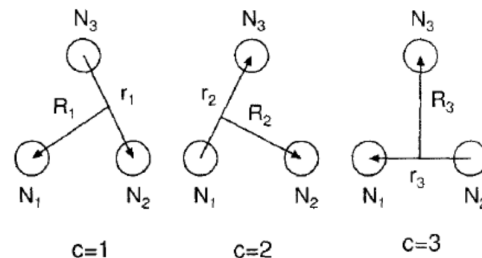
با ضریب بهنجارش $N_{nl} = \left(\frac{2^{l+2} (2v_n)^{l+3/2}}{\sqrt{\pi} (2l+1)!!} \right)$ ، در نظر گرفته می‌شوند. توابع پایه گوسی بهنجارند ولی متعامد نیستند. درایه‌های ماتریس‌های هامیلتونی و هم‌پوشانی توابع موج (معادله 7) برای توابع پایه گوسی به صورت

$$N_{nn'} = \langle \phi_{nlm}^G | \phi_{n'lm}^G \rangle = \left(\frac{2\sqrt{v_n v_{n'}}}{(v_n + v_{n'})} \right)^{l+\frac{3}{2}} \quad 1-10$$

$$T_{nn'} = \langle \phi_{nlm}^G | \hat{T} | \phi_{n'lm}^G \rangle = \frac{\hbar^2 (2l+3) v_n v_{n'}}{\mu (v_n + v_{n'})} \left(\frac{2\sqrt{v_n v_{n'}}}{(v_n + v_{n'})} \right)^{l+\frac{3}{2}} \quad 2-10$$

$$V_{nn'} = \langle \phi_{nlm}^G | V(r) | \phi_{n'lm}^G \rangle = N_{nl} N_{n'l} \int_0^\infty r^{2l} e^{-(v_n + v_{n'}) r^2} V(r) r^2 dr \quad 3-10$$

داده می‌شوند [18].



شکل 1. مختصات زاویه‌ای یک سیستم سه جسمی.

معادله شرودینگر یک سیستم سه جسمی به صورت

$$[T + V^{(1)}(\vec{r}_1) + V^{(2)}(\vec{r}_2) + V^{(3)}(\vec{r}_3)] \Psi_{JM} = 0 \quad 11$$

در نظر گرفته می‌شود که در آن عملگر انرژی جنبشی $V^{(i)}(\vec{r}_i)$ و پتانسیل برهم‌کنشی بین ذرات j و k ($i \neq j \neq k$) است. تابع موج کل سیستم سه جسمی Ψ_{JM} ، به صورت مجموع دامنه‌های کانال‌های بازاریابی

جدول 1 گزارش داده‌ایم. گستردگی شعاعی تابع موج حرکت نسبی، با مقادیر R_{imax} و r_{imax} رابطه مستقیم دارد و مابقی پارامترهای جدول 1 به‌گونه‌ای انتخاب می‌شوند که به‌نحوی بهینه، انرژی سیستم کمینه شود. در جدول 1 r و R مختصه‌های شعاعی ژاکوبی در کانال مورد نظر، و زیرنویس‌های 1 و 2 به ترتیب به کانال‌های اول و دوم سیستم سه جسمی $\Lambda\Lambda N$ اشاره دارند.

با تشکیل هامیلتونی سیستم $\Lambda\Lambda N$ در حالت اسپینی $[[\Lambda_1\Lambda_2], N_3]_{1/2}$ و قطری کردن آن، کم‌ترین انرژی سیستم‌های $\Lambda\Lambda n$ و $\Lambda\Lambda p$ را با استفاده از پتانسیل‌های برهم‌کنشی موضعی JA و JB یولیچ و پتانسیل‌های نایجمن (NF، ND و NS) برای برهم‌کنش ΛN و یک پتانسیل شبه OBE برای برهم‌کنش $\Lambda\Lambda$ ، محاسبه و در جدول 2 نشان داده‌ایم. تمامی انرژی‌های به‌دست آمده مقادیر مثبتی را نشان می‌دهند، که بیانگر نامقید بودن سیستم‌های $\Lambda\Lambda n$ و $\Lambda\Lambda p$ است. همچنین انرژی‌های حاصل از شش مدل برهم‌کنشی مختلف در محدوده $1/6$ تا $1/8$ MeV قرار می‌گیرند؛ این اختلاف کم می‌تواند به این موضوع اشاره کند که انرژی چنین سیستم سه جسمی‌ای، کمتر به مدل‌های برهم‌کنشی که برای محاسبات ساختار از آن استفاده می‌شود، وابسته است. اگر تفاوت مدل‌های مختلف را به‌عنوان خطای نهفته در پارامترهای برهم‌کنش‌های دو ذره‌ای تصور کنیم، محدوده تغییرات نتایج در جدول 2، به‌نحوی بیانگر خطای پارامترهای برهم‌کنش‌های دو ذره‌ای است.

$$\left\{ \begin{aligned} |[\Lambda_1\Lambda_2], N_3\rangle_{1/2} &= \left[\sqrt{\frac{1}{2}}(\uparrow_1\downarrow_2 - \downarrow_1\uparrow_2) \right] \uparrow_3 \\ |[\Lambda_1\Lambda_2], N_3\rangle_{1/2} &= \\ &= \sqrt{\frac{2}{3}}[\uparrow_1\uparrow_2]\downarrow_3 - \sqrt{\frac{1}{3}}\left[\sqrt{\frac{1}{2}}(\uparrow_1\downarrow_2 + \downarrow_1\uparrow_2) \right] \uparrow_3 \\ |[\Lambda_1\Lambda_2], N_3\rangle_{3/2} &= \\ &= \sqrt{\frac{1}{3}}[\uparrow_1\uparrow_2]\downarrow_3 + \sqrt{\frac{2}{3}}\left[\sqrt{\frac{1}{2}}(\uparrow_1\downarrow_2 + \downarrow_1\uparrow_2) \right] \uparrow_3 \end{aligned} \right. \quad 16$$

در ادامه برای یافتن انرژی و تابع موج حالت زمینه سیستم $[[\Lambda_1\Lambda_2], N_3]_{Stot}$ ، تکانه‌های زاویه‌ای مداری L_c و I_c را در پیکربندی‌های مختلف ($c=1-3$) صفر در نظر می‌گیریم. با توجه به پادمقارن‌سازی تابع موج کل سیستم تحت تعویض باریون‌های یکسان، اسپین $\Lambda\Lambda$ در حالت زمینه صفر نتیجه می‌شود. در ادامه به‌منظور یافتن تعداد زوج برهم‌کنش‌های ΛN در حالت اسپینی $s=0$ و $s=1$ ، تابع موج اسپینی هم‌ارز $[[\Lambda_1\Lambda_2], N_3]_{1/2}$ را به‌صورت

$$\begin{aligned} |[\Lambda_1\Lambda_2], N_3\rangle_{1/2} &= -\frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{1}{2}}(\uparrow_2\downarrow_3 - \downarrow_2\uparrow_3) \right] \uparrow_1 \\ &+ \frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{1}{2}}(\uparrow_2\downarrow_3 + \downarrow_2\uparrow_3) \right] \uparrow_1 - \sqrt{\frac{1}{2}}[\uparrow_2\uparrow_3]\downarrow_1 \\ &= -\frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{1}{2}}(\uparrow_3\downarrow_1 - \downarrow_3\uparrow_1) \right] \uparrow_2 \\ &- \frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{1}{2}}(\uparrow_3\downarrow_1 + \downarrow_3\uparrow_1) \right] \uparrow_2 + \sqrt{\frac{1}{2}}[\uparrow_3\uparrow_1]\downarrow_2 \end{aligned} \quad 17$$

بازنویسی می‌نماییم. با توجه به معادله 17، نسبت تعداد زوج برهم‌کنش‌های $\Lambda N(s=1)$ به $\Lambda N(s=0)$ در سیستم $[[\Lambda_1\Lambda_2], N_3]_{1/2}$ به‌صورت 3 به 1 است. با توجه به وجود دو ذره یکسان Λ در سیستم سه‌ذره‌ای $\Lambda\Lambda N$ ، تعداد کانال‌های پیکربندی شکل 1 به دو کانال تقلیل می‌یابد. در کار حاضر، مقادیر پارامترهای برد گوسی و تعداد پایه‌هایی که تابع موج سیستم سه‌ذره‌ای در کانال‌های مختلف برحسب آنها بسط داده شده را در

جدول 1. پارامترهای فضایی مربوط به مختصات ژاکوبی R و r برحسب فرمی در کانال‌های مختلف سیستم $\Lambda\Lambda N$.

N_{1max}	R_{1max}	R_{1min}	n_{1max}	r_{1max}	r_{1min}	N_{2max}	R_{2max}	R_{2min}	n_{2max}	r_{2max}	r_{2min}
12	6	0,3	12	6	0,3	12	6	0,3	12	7	0,3

جدول 2. کم‌ترین انرژی سیستم $\Lambda\Lambda N$ برای برهم‌کنش‌های مختلف NS1 و NS2 بیانگر پتانسیل‌های هسته نرم نایجمن به ترتیب با $AV8 = -240$ و $AV8 = -280$ هستند.

		JA	JB	ND	NF	NS1	NS2
انرژی سیستم سه‌ذره‌ای (MeV)	$\Lambda\Lambda n$	1,807	1,784	1,613	1,601	1,821	1,808
	$\Lambda\Lambda p$	1,808	1,785	1,615	1,603	1,822	1,809

آمده در کار حاضر بیانگر آن است که تشکیل یک حالت مقید ضعیف در سیستم $\Lambda\Lambda N$ مستلزم وجود عدم دقت زیاد در شدت برهم‌کنش‌های $\Lambda\Lambda$ و ΛN نظری موجود است که این مسئله به‌نظر غیر معقول می‌رسد.

جدول 3-الف. انرژی‌های حالت زمینه به‌دست آمده برای سیستم‌های $\Lambda\Lambda n$ و $\Lambda\Lambda p$ برای مدل برهم‌کنشی JA. برهم‌کنش‌های $\Lambda\Lambda$ و ΛN به‌صورت تصنعی در یک ضریب بزرگ‌تر از یک ضرب شده‌اند.

انرژی $\Lambda\Lambda n$ (MeV)	انرژی $\Lambda\Lambda p$ (MeV)	ضریب ΛN	ضریب $\Lambda\Lambda$
-0,381	-0,378	1,0	2,8
-0,465	-0,458	2,0	1,0
-0,334	-0,327	1,8	1,7

جدول 3-ب. همان توضیحات جدول 3-الف برای مدل برهم‌کنشی JB.

انرژی $\Lambda\Lambda n$ (MeV)	انرژی $\Lambda\Lambda p$ (MeV)	ضریب ΛN	ضریب $\Lambda\Lambda$
-0,056	-0,054	1,0	2,7
-0,171	-0,164	1,9	1,0
-0,057	-0,051	1,7	1,7

نتیجه‌گیری

هدف از کار حاضر، بررسی وجود یک حالت مقید برای سیستم $\Lambda\Lambda N$ با استفاده از پتانسیل‌های

تغییر شدت برهم‌کنش‌های دو ذره‌ای، روشی مرسوم برای بررسی رفتار سیستم‌های شبه‌مقید است [20-22]. به‌منظور بررسی اثرات پارامترهای پتانسیل‌های ΛN و $\Lambda\Lambda$ در تعیین انرژی حالت زمینه $\Lambda\Lambda N$ ، انرژی حالت زمینه این سیستم را با تغییر پارامترهای شدت پتانسیل برهم‌کنش‌های مختلف محاسبه و نتایج را برای برهم‌کنش‌های JA و JB در جدول‌های (3-الف و 3-ب) نشان داده‌ایم. به‌منظور بررسی امکان وجود حالت مقید برای سیستم $\Lambda\Lambda N$ ، عمق پتانسیل‌های $\Lambda\Lambda$ و ΛN را به‌صورت تصنعی افزایش داده‌ایم تا حالت مقید ضعیفی را برای سیستم $\Lambda\Lambda N$ بیابیم. برای افزایش شدت برهم‌کنش، پارامترهای شدت را در ضرایبی بزرگ‌تر از یک ضرب می‌کنیم. در جدول (3-الف و 3-ب) مضرب شدت پتانسیل ΛN و $\Lambda\Lambda$ را به ترتیب با ضریب ΛN و ضریب $\Lambda\Lambda$ نشان داده‌ایم. با توجه به نتایج حاضر دریافته‌ایم که عمق پتانسیل‌های $\Lambda\Lambda$ و ΛN هر دو می‌توانند در به‌دست آوردن حالت مقید سیستم‌های هایپرونی دو لامبدایی مؤثر باشند. همان‌طور که از نتایج جدول‌های (3-الف و 3-ب) مشهود است، تغییرات کمترین انرژی سیستم $\Lambda\Lambda N$ نسبت به تغییر شدت ΛN ، سریع‌تر از تغییر شدت $\Lambda\Lambda$ است. این مسئله می‌تواند بیانگر تأثیر غالب برهم‌کنش ΛN برای مقید کردن سیستم $\Lambda\Lambda N$ باشد. همچنین نتایج به‌دست

interaction from two particle momentum correlation?, *Nuclear Physics A* **670** (2000) 297c.

[9] M.M. Nagels, Th.A. Rijken, J.J. de swart, Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. II. Hyperon-nucleon scattering, *Physical Review D* **15** (1977) 2547.

[10] P.M.M. Maessen, Th.A. Rijken, J.J. de swart, Extended-soft-core baryon-baryon model. II. Hyperon-Nucleon interaction, *Physical Review C* **40** (1989) 2226.

[11] B. Holzenkamp, K. Holinde, J. Speth, A meson exchange model for the hyperon-nucleon interaction, *Nuclear Physics A* **500** (1989) 485.

[12] A. Reuber, K. Holdine, J. speth, The Julich hyperon-nucleon interaction models, *Czechoslovak Journal of Physics* **42** (1992) 1115.

[13] J. Rozynek, J. Dabrowski, Binding energy of a Λ particle in nuclear matter with Nijmegen baryon-baryon interaction, *Physical Review C* **20** (1979) 1612 (R).

[14] Y. Yamamoto, T. Motoba, H. Himeno, K. Ikeda, and S. Nagata, Hyperon-Nucleon and Hyperon-Hyperon Interactions in nuclei, *Progress of Theoretical Physics* **117** (1994) 361.

[15] E. Hiyama, M. Kamimura, T. Motoba, T. Yamada, Y. Yamamoto, Three-and Four-Body cluster Models of Hypernuclei Using the G-Matrix ΛN Interaction, *Progress of Theoretical Physics* **97** (1997) 881.

[16] D.J. Prowse, ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ Double Hyperfragment, *Physical Review Letters* **17** (1966) 782.

[17] M. Danysz *et al.*, The identification of a double hyperfragment, *Nuclear Physics* **49** (1963) 121.

[18] E. Hiyama, Y. Kino, M. Kamimura, Gaussian Expansion Method for Few-Body, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **51** (2003) 223.

[19] E. Hiyama, Gaussian expansion method for few-body systems and its applications to atomic and nuclear physics, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* (2012) 01A6.

[20] Y. Akaishi and *et al.*, Kaonic nuclear systems $\bar{K}N$ and $\bar{K}NN$ as decaying states, *Proceedings of the Japan Academy, Series B* **84** (2008) 264.

برهم‌کنشی موضعی YN ارائه شده توسط گروه‌های نایجمن و یولیچ که انرژی‌های بستگی هسته‌های هایپرونی مختلف را به‌خوبی بازتولید می‌کنند، است.

در کار حاضر کم‌ترین مقدار انرژی برای سیستم‌های $\Lambda\Lambda p$ و $\Lambda\Lambda n$ را مثبت به‌دست آوردیم که بیانگر عدم وجود حالت مقید برای چنین سیستم‌هایی است. برای بررسی بیشتر، پارامترهای شدت پتانسیل ΛN و $\Lambda\Lambda$ را به‌صورت تصنعی افزایش دادیم. نتایج بیانگر آن است که تشکیل یک حالت مقید ضعیف در سیستم $\Lambda\Lambda N$ مستلزم وجود عدم دقت زیاد در تعیین شدت برهم‌کنش‌های ΛN و $\Lambda\Lambda$ نظری موجود است.

مرجع‌ها

[1] B. Bhowmick, A. Bhattacharyya, G. Gangopadhyay, Strange baryons, nuclear dripline and shrinkage: A Relativistic Mean Field study, *International Journal of Modern Physics E* **22** 3 (2013) 1350012.

[2] E. Hiyama, M. Kamimura, K. Miyazaki, T. Motoba, γ transitions in $A=7$ hypernuclei and a possible derivation of hypernuclear size, *Physical Review C* **59** (1999) 2351.

[3] K. Miagava, H. Kamada, W. Glockle, V. Stoks, Properties of the bound $\Lambda(\Sigma)NN$ system and hyperon-nucleon interaction, *Physical Review C* **51** (1995) 2905.

[4] C. Rappold *et al.*, Search for evidence of ${}_{\Lambda}^3n$ by observing $d + \pi^-$ and $t + \pi^-$ final states in the reaction of ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ at 2A GeV, *Physical Review C* **88** (2013) 041001(R).

[5] E. Hiyama, S. Ohnishi, B.F. Gibson, Th.A. Rijken, Three-body structure of the $nn\Lambda$ system with $\Lambda N - \Sigma N$ coupling, *Physical Review C* **89** (2014) 061302(R).

[6] H. Takahashi *et al.*, Observation of a ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ Double Hypernucleuse, *Physical Review Letters* **87** (2002) 212502.

[7] k. Nakazawa, H. Takahashi, Experimental Study of Double- Λ Hypernuclei with Nuclear Emulsion, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **185** (2010) 335.

[8] A. Ohnishi, Y. Hirata, Y. Nara, Sh. Shinmura, Y. Akaishi, Can we extract lambda-lambda

[21] Y. Ikeda, T. Sato, Resonance energy of the $\bar{K}NN-\pi YN$ system, *Physical Review C* **79** (2009) 035201.

[22] J. Esmaili *et al.*, Investigation of $\bar{K}N-\pi\Sigma$ interaction effects on K^-pp system using Faddeev method, *Iranian Journal of Physics Research* **12** 2 (2012) 137.