

## بررسی مرتبه اول در مطالعه سیستمهای چهار نوکلئونی به روش نظریه میدان موثر

صادقی، حسین\*<sup>۱</sup>؛ نظری، علیمحمد<sup>۲</sup>؛ موسوی خوانساری، محسن<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>گروه فیزیک دانشگاه اراک

<sup>۲</sup>گروه ریاضی دانشگاه اراک

### چکیده

نظریه میدان موثر، نظریه‌ای است مستقل از مدل و چارچوبی را برای محاسبات در سیستمهای فیزیکی که می‌توان در آنها مقیاسهای مختلف را جداسازی نمود، بیان می‌کند. بویژه از این نظریه می‌توان در مورد محاسبات سیستمهای چند جسمی با اندرکنش کوتاه برد بهره جست. در این مقاله بررسی و بسط نظریه میدان موثر در مورد سیستمهای چهار جسمی در مرتبه LO و برای تقریب اول خواهیم پرداخت. واژه‌های کلیدی: نیروهای چند جسمی، جداسازی مقیاس، تبادل پایونی و پتانسیل چهار جسمی

### مقدمه

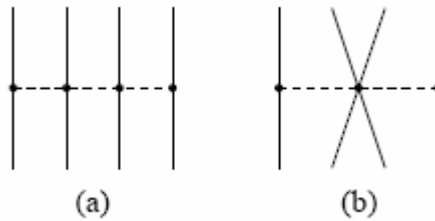
امروزه بررسی و تحقیق در انواع برهمکنشهای چند جسمی در فیزیک از اهمیت خاصی برخوردار است. تا کنون بررسی سیستمهای چند نوکلئونی در فیزیک هسته‌ای محدود به برهمکنشهای دو جسمی صرف بوده است. در فیزیک هسته‌ای بررسی سیستمهای سه نوکلئونی و چهار نوکلئونی به درک درستی از برهمکنشهای هسته‌ای منجر خواهد شد. برای این منظور باید پتانسیل مربوط به چنین سیستمهایی را تعریف نماییم.

چنین پتانسیلهایی را می‌توان بر اساس پدیده شناختی توصیف و تعریف نمود و برای حل دقیق طیف انرژی این سیستمها با در نظر گرفتن نیروهای چند جسمی، استفاده کرد. اخیراً<sup>۱</sup> برای افزودن برهمکنشهای سه جسمی به این سیستمها، نظریه‌های مختلفی مطرح گردیده است. نظریه میدان موثر، نظریه‌ای است مستقل از مدل و چارچوبی را برای محاسبات در سیستمهای فیزیکی که می‌توان در آنها مقیاسهای مختلف را جداسازی نمود، بیان می‌کند. بویژه از این نظریه می‌توان در مورد محاسبات سیستمهای چند جسمی با اندرکنش کوتاه برد بهره جست (۱-۵). در این مقاله بررسی و بسط نظریه میدان موثر در مورد سیستمهای چهار جسمی در مرتبه LO یا تخمین مرتبه اول خواهیم پرداخت.

<sup>۱</sup> e-mail: H-Sadeghi@Araku.ac.ir

## فرمولبندی

سهام عمده نیروی چهار نوکلئونی،  $V_{4N}$  در قالب نظریه میدان موثر کایرال را می‌توان به صورت تبادل پایونها، کم‌ترین مرتبه در اندرکنش تماسی نوکلئون-نوکلئون، ثوابت جفت شدگی غیرخطی پایون-نوکلئون و خود برهمکنش پایونی در QCD و در چارچوب نظریه میدان موثر کایرال، بیان نمود. در شکل (1) قسمت‌های مربوط به صرفاً "نیروی چهار جسمی مشاهده می‌شود.



شکل ۱: دیاگرام برهمکنش‌های ممکن چهار جسمی اضافه شده به محاسبات مربوط به توزیعات دو جسمی و سه جسمی را تا مرتبه اول نشان می‌دهد. خطوط پر و خط چین به ترتیب نوکلئون و پایون را نشان می‌دهد.

توزیع مربوط به این دیاگرام‌ها را می‌توان به صورت زیر نوشت:

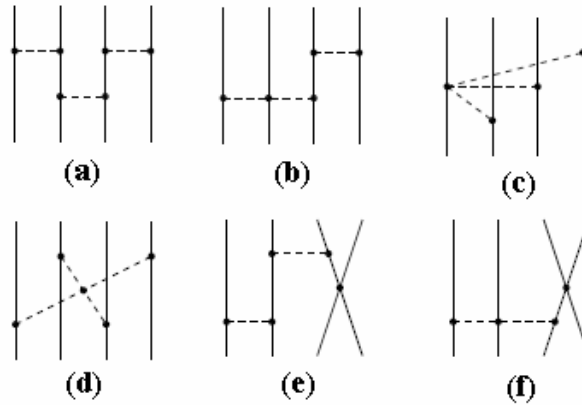
$$\begin{aligned}
 V^{\mathbf{a}} &= -\frac{2g_A^2}{(2F_\pi)^6} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q}_1 \vec{\sigma}_4 \cdot \vec{q}_4}{[\vec{q}_1^2 + M_\pi^2][\vec{q}_{12}^2 + M_\pi^2][\vec{q}_4^2 + M_\pi^2]} \\
 &\quad \times \left[ (\tau_1 \cdot \tau_4 \tau_2 \cdot \tau_3 - \tau_1 \cdot \tau_3 \tau_2 \cdot \tau_4) \vec{q}_{12} \cdot \vec{q}_4 \right. \\
 &\quad \left. + \text{all permutations,} \right. \\
 V^{\mathbf{b}} &= -2C_T \frac{g_A^2}{(2F_\pi)^4} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q}_1 \vec{\sigma}_4 \cdot \vec{q}_4}{[\vec{q}_1^2 + M_\pi^2][\vec{q}_{12}^2 + M_\pi^2]} \tau_1 \times \tau_2 \cdot \tau_3 \\
 &\quad \left. + \text{all permutations,} \right.
 \end{aligned} \tag{1}$$

اصول بقای تکانه خطی  $\vec{q}_{12} = \vec{q}_1 + \vec{q}_2 = -\vec{q}_3 - \vec{q}_4 = -\vec{q}_{34}$  ایجاب می‌کند توزیع این دو دیاگرام صفر باشد.

توزیعات دیگر مربوط به برهمکنش چهار جسمی بین چهار نوکلئون را می‌توان به دو صورت زیر علاوه بر شکل (۱) نوشت.

### الف- دیاگرام‌های با توزیع غیر صفر

در شکل (۲) دیاگرام‌های مربوط به برهمکنش چهار جسمی بین چهار نوکلئون را می‌توان دید:

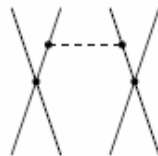


شکل ۲: دیاگرام برهمکنشهای ممکن چهار جسمی اضافه شده دیگر تا مرتبه اول را نشان می دهد. بقیه نمادها همانند شکل (۱) می باشد.

توزیع مربوط به این دیاگرامها را می توان به صورت زیر بیان می شود:

$$\begin{aligned}
 V^{\mathbf{a}} &= -\frac{2g_A^6}{(2F_\pi)^6} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q}_1 \vec{\sigma}_4 \cdot \vec{q}_4}{[\vec{q}_1^2 + M_\pi^2][\vec{q}_2^2 + M_\pi^2][\vec{q}_4^2 + M_\pi^2]} \\
 &\times \left[ (\tau_1 \cdot \tau_4 \tau_2 \cdot \tau_3 - \tau_1 \cdot \tau_3 \tau_2 \cdot \tau_4) \vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{12} \vec{q}_4 \cdot \vec{q}_{12} \right. \\
 &+ \tau_1 \times \tau_2 \cdot \tau_4 \vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{12} \vec{q}_2 \times \vec{q}_4 \cdot \vec{\sigma}_3 \\
 &+ \tau_1 \times \tau_3 \cdot \tau_4 \vec{q}_4 \cdot \vec{q}_{12} \vec{q}_1 \times \vec{q}_{12} \cdot \vec{\sigma}_2 \\
 &\left. + \tau_1 \cdot \tau_4 \vec{q}_{12} \times \vec{q}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{q}_{12} \times \vec{q}_4 \cdot \vec{\sigma}_3 \right] \\
 &+ \text{all permutations} \\
 V^{\mathbf{b}} &= -\frac{2g_A^4}{(2F_\pi)^6} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q}_1 \vec{\sigma}_4 \cdot \vec{q}_4}{[\vec{q}_1^2 + M_\pi^2][\vec{q}_2^2 + M_\pi^2][\vec{q}_4^2 + M_\pi^2]} \\
 &\times \left[ (\tau_1 \cdot \tau_4 \tau_2 \cdot \tau_3 - \tau_1 \cdot \tau_3 \tau_2 \cdot \tau_4) \vec{q}_{12} \cdot \vec{q}_4 \right. \\
 &\left. + \tau_1 \times \tau_2 \cdot \tau_4 \vec{q}_{12} \times \vec{q}_4 \cdot \vec{\sigma}_3 \right] + \text{all permutations,} \\
 V^{\mathbf{c}} &= \frac{g_A^4}{(2F_\pi)^6} \frac{\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q}_2 \vec{\sigma}_3 \cdot \vec{q}_3 \vec{\sigma}_4 \cdot \vec{q}_4}{[\vec{q}_2^2 + M_\pi^2][\vec{q}_3^2 + M_\pi^2][\vec{q}_4^2 + M_\pi^2]} \\
 &\times \tau_1 \cdot \tau_2 \tau_3 \cdot \tau_4 \vec{\sigma}_1 \cdot (\vec{q}_3 + \vec{q}_4) \\
 &+ \text{all permutations,} \\
 V^{\mathbf{d}} &= \frac{g_A^4}{2(2F_\pi)^6} \left[ (\vec{q}_1 + \vec{q}_2)^2 + M_\pi^2 \right] \\
 &\times \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q}_1 \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q}_2 \vec{\sigma}_3 \cdot \vec{q}_3 \vec{\sigma}_4 \cdot \vec{q}_4}{[\vec{q}_1^2 + M_\pi^2][\vec{q}_2^2 + M_\pi^2][\vec{q}_3^2 + M_\pi^2][\vec{q}_4^2 + M_\pi^2]} \\
 &\times \tau_1 \cdot \tau_2 \tau_3 \cdot \tau_4 + \text{all permutations,} \\
 V^{\mathbf{e}} &= 4C_T \frac{g_A^4}{(2F_\pi)^4} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q}_1 \vec{\sigma}_3 \times \vec{\sigma}_4 \cdot \vec{q}_{12}}{[\vec{q}_1^2 + M_\pi^2][\vec{q}_2^2 + M_\pi^2]^2} \\
 &\times \left[ \tau_1 \cdot \tau_3 \vec{q}_1 \times \vec{q}_{12} \cdot \vec{\sigma}_2 - \tau_1 \times \tau_2 \cdot \tau_3 \vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{12} \right] \\
 &+ \text{all permutations,} \\
 V^{\mathbf{f}} &= -2C_T \frac{g_A^2}{(2F_\pi)^4} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q}_1 \vec{\sigma}_3 \times \vec{\sigma}_4 \cdot \vec{q}_{12}}{[\vec{q}_1^2 + M_\pi^2][\vec{q}_{12}^2 + M_\pi^2]} \tau_1 \times \tau_2 \cdot \tau_3 \\
 &+ \text{all permutations,}
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

نوع دیگر از احتمال با توزیع غیر صفر چهار جسمی مربوط به دیاگرام نشان داده شده در شکل (۳) می باشد. در این برهمکنش اندرکنش تماسی جفت-جفت نوکلئونها و تبادل پایونی در سیستم چهار نوکلئونی در نظر گرفته شده است:



شکل ۳: برهمکنش اندرکنش تماسی جفت-جفت نوکلئونها و تبادل پایونی در سیستم چهار نوکلئونی تا مرتبه اول را نشان می دهد. بقیه نمادها همانند شکل (۱) می باشد.

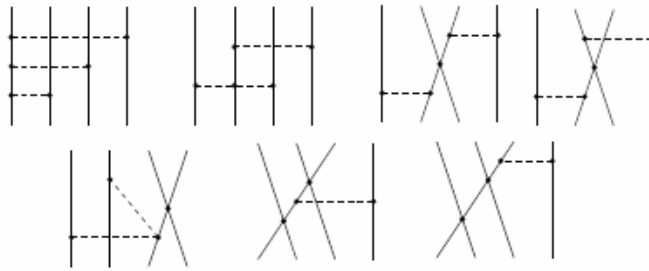
که دارای توزیعی به صورت زیر است:

$$2C_T^2 \frac{g_A^2}{(2F_\pi)^2} \frac{\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q}_{12} \vec{\sigma}_3 \times \vec{\sigma}_4 \cdot \vec{q}_{12}}{[\vec{q}_{12}^2 + M_\pi^2]^2} \tau_2 \cdot \tau_3$$

+ all permutations. (۳)

### ب- دیاگرامهای با توزیع صفر

علاوه بر دیاگرامهای شکل (۱) دیاگرامهای زیر نیز بدلیل بقای تکانه خطی دارای توزیع صفر می باشند.



شکل ۴: دیگر برهمکنشهای موجود چهار جسمی با توزیع صفر را تا مرتبه اول را نشان می دهد. بقیه نمادها همانند شکل (۱) می باشد.

### محاسبات مربوط به سیستمهای چهار نوکلئونی

در این قسمت سعی خواهیم نمود تا نیروی چهارجسمی را تا مرتبه اول بویژه در سیستمهای مقید چهار جسمی، تخمین بزنیم. بدین منظور ابتدا تابع حالت یک سیستم چهارنوکلئونی همانند هلیوم-۴ را با توجه به اسپین (ایزو اسپین) نوکلئونها به صورت زیر می نویسیم:

$$\begin{aligned}
 |\xi\rangle = & \frac{1}{\sqrt{24}} \{ -| - + - + \rangle | - - + + \rangle + | + - - + \rangle | - - + + \rangle + | - + + - \rangle | - - + + \rangle \\
 & - | + - + - \rangle | - - + + \rangle + | - - + + \rangle | - + - + \rangle - | + - - + \rangle | - + - + \rangle \\
 & - | - + + - \rangle | - + - + \rangle + | + + - - \rangle | - + - + \rangle - | - - + + \rangle | + - - + \rangle \\
 & + | - + - + \rangle | + - - + \rangle + | + - + - \rangle | + - - + \rangle - | + + - - \rangle | + - - + \rangle \\
 & - | - - + + \rangle | - + + - \rangle + | - + - + \rangle | - + + - \rangle + | + - + - \rangle | - + + - \rangle \\
 & - | + + - - \rangle | - + + - \rangle + | - - + + \rangle | + - + - \rangle - | + - - + \rangle | + - + - \rangle \\
 & - | - + + - \rangle | + - + - \rangle + | + + - - \rangle | + - + - \rangle - | - + - + \rangle | + + - - \rangle \\
 & + | + - - + \rangle | + + - - \rangle + | - + + - \rangle | + + - - \rangle - | + - + - \rangle | + + - - \rangle \} \\
 \equiv & \frac{1}{\sqrt{24}} \sum_{i=1}^{24} s(i) | \chi_1(i) \chi_2(i) \chi_3(i) \chi_4(i) \rangle | \eta_1(i) \eta_2(i) \eta_3(i) \eta_4(i) \rangle,
 \end{aligned} \tag{۴}$$

با استفاده از مختصات ژاکوبی در مورد چهار نوکلئون بر حسب مومنتوم نسبی به شکل زیر:

$$\begin{aligned}
 \bar{p} &= \frac{\bar{p}_1 - \bar{p}_2}{2} & \bar{p}_1 &= \frac{6\bar{p} - 3\bar{q} - 2\bar{t}}{6} \\
 \bar{q} &= \frac{2\bar{p}_3 - (\bar{p}_1 + \bar{p}_2)}{3} & \bar{p}_2 &= \frac{-6\bar{p} - 3\bar{q} - 2\bar{t}}{6} \\
 \bar{t} &= \frac{3\bar{p}_4 - (\bar{p}_1 + \bar{p}_2 + \bar{p}_3)}{4}, & \bar{p}_3 &= \frac{3\bar{q} - \bar{t}}{3} \\
 & & \bar{p}_4 &= \bar{t}.
 \end{aligned} \tag{۵}$$

می توان تمام عناصر ماتریسی  $\langle \Psi | V_{4N} | \Psi \rangle$ ، مربوط به نیروهای چهارجسمی شکل‌های قبل را

بصورت زیر محاسبه نمود:

$$\begin{aligned}
 \langle \xi | V_1^a | \xi \rangle &\equiv (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_{12}) (\bar{q}_4 \cdot \bar{q}_{12}) \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) \bar{\tau}_1 \cdot \bar{\tau}_4 \bar{\tau}_2 \cdot \bar{\tau}_3 | \xi \rangle = (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_{12}) (\bar{q}_4 \cdot \bar{q}_{12}) (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_4), \\
 \langle \xi | V_2^a | \xi \rangle &\equiv -(\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_{12}) (\bar{q}_4 \cdot \bar{q}_{12}) \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) \bar{\tau}_1 \cdot \bar{\tau}_3 \bar{\tau}_2 \cdot \bar{\tau}_4 | \xi \rangle = 3 (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_{12}) (\bar{q}_4 \cdot \bar{q}_{12}) (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_4), \\
 \langle \xi | V_3^a | \xi \rangle &\equiv (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_{12}) \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) (\bar{q}_{12} \times \bar{q}_4) \cdot \bar{\sigma}_3 (\bar{\tau}_1 \times \bar{\tau}_2) \cdot \bar{\tau}_4 | \xi \rangle = -2 (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_{12}) (\bar{q}_{12} \times \bar{q}_4) \cdot (\bar{q}_1 \times \bar{q}_4), \\
 \langle \xi | V_4^a | \xi \rangle &\equiv (\bar{q}_4 \cdot \bar{q}_{12}) \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) (\bar{q}_1 \times \bar{q}_{12}) \cdot \bar{\sigma}_2 (\bar{\tau}_1 \times \bar{\tau}_3) \cdot \bar{\tau}_4 | \xi \rangle = 2 (\bar{q}_4 \cdot \bar{q}_{12}) (\bar{q}_1 \times \bar{q}_{12}) \cdot (\bar{q}_4 \times \bar{q}_1), \\
 \langle \xi | V_5^a | \xi \rangle &\equiv -\langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) (\bar{q}_1 \times \bar{q}_{12}) \cdot \bar{\sigma}_2 (\bar{q}_{12} \times \bar{q}_4) \cdot \bar{\sigma}_3 \bar{\tau}_1 \cdot \bar{\tau}_4 | \xi \rangle \\
 &= \bar{q}_1 \cdot [(\bar{q}_4 \times (\bar{q}_1 \times \bar{q}_{12})) \times (\bar{q}_{12} \times \bar{q}_4)] + [(\bar{q}_{12} \times \bar{q}_4) \cdot \bar{q}_1] [(\bar{q}_1 \times \bar{q}_{12}) \cdot \bar{q}_4] \\
 \langle \xi | V_1^b | \xi \rangle &\equiv (\bar{q}_4 \cdot \bar{q}_{12}) \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) (\bar{\tau}_1 \cdot \bar{\tau}_4) (\bar{\tau}_2 \cdot \bar{\tau}_3) | \xi \rangle = (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_4) (\bar{q}_{12} \cdot \bar{q}_4), \\
 \langle \xi | V_2^b | \xi \rangle &\equiv -(\bar{q}_4 \cdot \bar{q}_{12}) \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) (\bar{\tau}_1 \cdot \bar{\tau}_3) (\bar{\tau}_2 \cdot \bar{\tau}_4) | \xi \rangle = 3 (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_4) (\bar{q}_{12} \cdot \bar{q}_4), \\
 \langle \xi | V_3^b | \xi \rangle &\equiv \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) (\bar{q}_{12} \times \bar{q}_4) \cdot \bar{\sigma}_3 (\bar{\tau}_1 \times \bar{\tau}_2) \cdot \bar{\tau}_4 | \xi \rangle = 2 (\bar{q}_{12} \times \bar{q}_4) \cdot (\bar{q}_4 \times \bar{q}_1), \\
 \langle \xi | V_4^b | \xi \rangle &\equiv \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_2 \cdot \bar{q}_2) (\bar{\sigma}_3 \cdot \bar{q}_3) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) \bar{\tau}_1 \cdot \bar{\tau}_2 \bar{\tau}_3 \cdot \bar{\tau}_4 | \xi \rangle \\
 &= (\bar{q}_3 \times \bar{q}_2) \cdot (\bar{q}_{34} \times \bar{q}_4) + 2 (\bar{q}_{34} \times \bar{q}_2) \cdot (\bar{q}_3 \times \bar{q}_4) + 5 (\bar{q}_3 \cdot \bar{q}_2) (\bar{q}_{34} \cdot \bar{q}_4), \\
 \langle \xi | V_1^c | \xi \rangle &\equiv \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_2 \cdot \bar{q}_2) (\bar{\sigma}_3 \cdot \bar{q}_3) (\bar{\sigma}_4 \cdot \bar{q}_4) \bar{\tau}_1 \cdot \bar{\tau}_2 \bar{\tau}_3 \cdot \bar{\tau}_4 | \xi \rangle \\
 &= (\bar{q}_3 \times \bar{q}_1) \cdot (\bar{q}_2 \times \bar{q}_4) + 2 (\bar{q}_2 \times \bar{q}_1) \cdot (\bar{q}_3 \times \bar{q}_4) + 5 (\bar{q}_3 \cdot \bar{q}_1) (\bar{q}_2 \cdot \bar{q}_4), \\
 \langle \xi | V_1^k | \xi \rangle &\equiv \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) \bar{\sigma}_2 \cdot (\bar{q}_1 \times \bar{q}_{12}) (\bar{\sigma}_3 \times \bar{\sigma}_4) \cdot \bar{q}_{12} \bar{\tau}_1 \cdot \bar{\tau}_3 | \xi \rangle = -2 (\bar{q}_{12} \times \bar{q}_1)^2, \\
 \langle \xi | V_2^k | \xi \rangle &\equiv -(\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_{12}) \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_3 \times \bar{\sigma}_4) \cdot \bar{q}_{12} (\bar{\tau}_1 \times \bar{\tau}_2) \cdot \bar{\tau}_3 | \xi \rangle = 4 (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_{12})^2, \\
 \langle \xi | V_1^l | \xi \rangle &\equiv \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{q}_1) (\bar{\sigma}_3 \times \bar{\sigma}_4) \cdot \bar{q}_{12} (\bar{\tau}_1 \times \bar{\tau}_2) \cdot \bar{\tau}_3 | \xi \rangle = -4 (\bar{q}_1 \cdot \bar{q}_{12}), \\
 \langle \xi | V_1^m | \xi \rangle &\equiv \langle \xi | (\bar{\sigma}_1 \times \bar{\sigma}_2) \cdot \bar{q}_{12} (\bar{\sigma}_3 \times \bar{\sigma}_4) \cdot \bar{q}_{12} \bar{\tau}_2 \cdot \bar{\tau}_3 | \xi \rangle = -4 \bar{q}_{12}^2.
 \end{aligned} \tag{۶}$$

بحث و نتیجه گیری

بزرگی و مقدار هر دیاگرام در نیروهای چهار نوکلئونی تا مرتبه اول در جدول (۱) آمده است. این مقادیر نشان می‌دهد، در انرژیهای پایین، در نظر گرفتن نیروهای چهار جسمی باعث تصحیح نتایج و کم شدن خطا نسبت به نتایج تجربی خواهد شد.

**جدول ۱-** نتایج مربوط به بزرگی قسمتهای مختلف نیروی چهار نوکلئونی را نشان می‌دهد.

میزان بزرگی	قسمتهای نیروی چهار نوکلئونی
-0.002906	$V^a$
-0.005557	$V^b$
-0.008462	$V^c$
0.005692	$V^d$
0.0005925 $C_T$	$V^e$
0.000622657 $C_T$	$V^f$
-0.000046044 $C_T^2$	$V(3)$ (شکل ۳)

با توجه به نتایج سهم چهار دیاگرام اول از دیگر دیاگرامها بیشتر بوده و خودشان تقریباً دارای سهمهای هم مرتبه اند. از طرف دیگر سه دیاگرام اول و آخری نوع نیروی چهار نوکلئونی جاذب را نشان می‌دهد در حالیکه دیاگرامهای دیگر مربوط به نیروی چهار نوکلئونی دافع اند.

مراجع

- [1] E. Epelbaum, W. Glockle, Ulf.-G. Meissner; *Nucl. Phys. A* **747**, 362(2005).
- [2] A. Nogga, H. Kamada and W. Glockle, *Phys.Rev.lett*, **85**,944(2000).
- [3] E. Epelbaum et. al., *Phys.Rev.C***66**,064001(2002).
- [4] H. Sadeghi and S. Bayegan, *Nucl. Phys. A* **753**, 291(2005).
- [5] H. Sadeghi, S. Bayegan and Harald W. Griesshammer, *Phys.Lett B* **643**, 263(2006).