

بررسی اثرات شکست ایزواسپین در فرآیند گیراندازی تابشی نوترون-دوترون

حسین صادقی* ، حسن خلیلی ، مجتبی گودرزی

دانشگاه اراک، گروه فیزیک

چکیده

درون مدل استاندارد، شکست ایزو اسپین منشاء در اختلاف جرم های کوارک بالا و پایین و برهم کنش الکترومغناطیسی دارد. اهمیت اثرات شکست ایزو اسپین می تواند برآوردی از مرتبه بالاتر داشته باشد. در حقیقت، اختلاف بین طول ها و پراکندگی S_0 ، بین نوترون-نوترون (a_{nn}) و نوترون-پروتون (a_{np}) می تواند برآوردی از $\frac{(1/a_{nn} - 1/a_{np})}{Q}$ باشد، که Q تکانه نوعی در سیستم است. نتیجه درست با فیت شدن H_0 و H_p با مشاهده پذیرهای سیستم سه نوکلئونی حاصل خواهد شد، این نیروی سه جسم، با قدرت $\frac{H(\Lambda)}{\Lambda^2}$ ، می تواند اثرات نقص ایزو اسپین را جبران کند که به هر حال برای نشان دادن این اثرات باید محاسبات در مرتبه بالا و دقت بالا انجام می شود.

مقدمه

در طول چند سال گذشته، رویکردهای نظری متفاوتی بازای انرژی های خیلی کم تا 100 MeV به منظور محاسبه سطح مقطع گیراندازی تابشی نوکلئون - دوترون و جداسازی فوتونی 3He و 3H استفاده شده است. هدف اصلی مطالعات نظری، محاسبه کردن حالت مقید، تابع موج پراکنده شده (به منظور استفاده در عناصر ماتریسی)، عملگرهای جریان الکترومغناطیسی، برهم کنش دو و سه ذره ای و همچنین جریان های با درجه معینی از پیچیدگی برای سیستم های سه نوکلئون می باشد. در بسیاری از روشهای نظری، با حل معادلات ساده فدیو برای سیستم سه نوکلئونی بر اساس نیروهای مشخص، که نشان دهنده زنجیره برهم کنشهای سه نوکلئونی است، برای فهمیدن واکنش های سه ذره بسیار مهم است [۲۰۱]. بسیاری از روشهای نظری اثر فوتون در سیستم های سه نوکلئونی با بکاربردن نیروهای واقعی نوکلئون - نوکلئون، توسط Sandhas و همکارانش، برای فرآیندی تنها در محدوده انرژی های $40-0 \text{ MeV}$ است مورد مطالعه قرار گرفته است [۳،۴]. برای پوشش محدوده انرژی بزرگتر، شامل فروپاشی دو و سه ذره، سطح مقطع ها بوسیله Efos و همکاران مورد مطالعه قرار گرفت [۵].

به تازگی، گروه Bonn برای محاسبات از بکارگیری نیروهای نوکلئون- نوکلئون جدید استفاده کرده اند. در این مطالعات، نتایج به محاسبه سهم چند قطبی $E1$ [6] یا چندقطبی های $E1$ و $E2$ محدود شده است [7]. آنها با استفاده از روش فدیو برای محاسبه سیستمهای سه جسمی و بسط هماهنگهای فوق کروی

و نیز استفاده از پتانسیل AV18 همراه با نیروی سه جسمی UbranaIX به انجام محاسبات خود پرداختند. باید توجه داشت که برای مطالعات مربوط به گیراندازی تابشی p-d و n-d، گذار دو قطبی مغناطیسی M1 سهم غالبی در محاسبات انرژی بسیار پایین دارد [۸]. در سال های گذشته، ما سطح مقطع فرآیند $^3\text{H}\gamma \rightarrow \text{nd}$ محاسبه کرده ایم [۹-۱۲]. درون مدل استاندارد، نقص ایزو اسپین منشاء در اختلاف جرم های کوآرک بالا و پائین و برهم کنش الکترومغناطیسی دارد. اثرات نقض ایزو اسپین اهمیت در محاسبات در مراتب بالا دارد. در این مقاله ما به بررسی این مطلب در واکنش فوق می پردازیم.

فرمولبندی نظری

شکست ایزواسپین می تواند بواسطه دو عامل باشد. یکی از این عوامل اختلاف جرم کوآرک های سبک، $m_u - m_d$ است و دیگری حضور برهم کنش های الکترومغناطیسی می باشد. به عبارت دیگر اختلاف جرم پایون های باردار با پایون خنثی و یا اختلاف جرم کایون های باردار و کایون خنثی به خاطر تفاوت در جرم کوآرک u و کوآرک d از یک طرف و از طرف دیگر، همراه با برهمکنش الکترومغناطیسی برای ذرات باردار است. پس برای پایون ها می توان نوشت

$$(m_{\pi^{\pm}}^2 - m_{\pi^0}^2)_{\text{phys}} = (m_{\pi^{\pm}}^2 - m_{\pi^0}^2)_{\text{QCD}} + (m_{\pi^{\pm}}^2 - m_{\pi^0}^2)_{\text{em}} \quad (1)$$

بنابراین بدست آوردن یک تخمین برای $R = \frac{m_s - \bar{m}}{m_d - m_u}$ از طریق محاسبه اختلاف جرمی بالا، باید سهم ناشی از برهم کنش الکترومغناطیسی را پیدا نمود. برای محاسبه سهم برهم کنش الکترومغناطیسی در شکست ایزواسپین باید در نظر داشت که پایین ترین مرتبه برهم کنش الکترومغناطیسی p^0 است. از طرفی برای پایون ها خواهیم داشت:

$$(m_{\pi^{\pm}}^2 - m_{\pi^0}^2)_{\text{QCD}} = O((m_u - m_d)^2) \quad (2)$$

بنابراین در اولین تقریب می توان به خوبی برای پایون ها اختلاف جرم را بواسطه برهم کنش الکترومغناطیسی دانست و بنابراین بدست آورد

$$(m_{K^{\pm}}^2 - m_{K^0}^2)_{\text{em}} = (m_{\pi^{\pm}}^2 - m_{\pi^0}^2)_{\text{phys}} \quad (3)$$

اثرات الکترومغناطیسی از مرتبه p^2 تصحیحاتی را برای رابطه (۴-۵) در بر دارد که به خاطر لگاریتم کایرال می توانند غیرقابل اغماض باشند. محاسبات Lattice QCD نیز بزرگی نسبی این تصحیحات را تایید می کند. این تصحیحات با در نظر گرفتن پراکندگی کامپتون از مزون ها تخمین زده شده است.

لاگرنژی بکار رفته در محاسبات در مراجع قبلی بطور مفصل توضیح داده شده است [10-12]. در اینجا ما فقط به ارائه نتایج خواهیم پرداخت. برای محاسبات مربوط به سیستم مقید سه نوکلئونی باید از دو دامنه جفت شده به صورت زیر برای پراکندگی های $d_t + N \rightarrow d_t + N$ و $d_t + N \rightarrow d_s + N$ استفاده



نمود [1]:

$$\begin{aligned}
 t_s(p, k) &= \frac{1}{4} [3\mathcal{K}(p, k) + 2\mathcal{H}(E, \Lambda)] + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\Lambda} dq q^2 [D_s(q) [\mathcal{K}(p, q) + 2\mathcal{H}(E, \Lambda)] t_s(q) \\
 &\quad + D_t(q) [3\mathcal{K}(p, q) + 2\mathcal{H}(E, \Lambda)] t_t(q)] \\
 t_t(p, k) &= \frac{1}{4} [\mathcal{K}(p, k) + 2\mathcal{H}(E, \Lambda)] + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\Lambda} dq q^2 [D_t(q) [\mathcal{K}(p, q) + 2\mathcal{H}(E, \Lambda)] t_t(q) \\
 &\quad + D_s(q) [3\mathcal{K}(p, q) + 2\mathcal{H}(E, \Lambda)] t_s(q)] \quad ,
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

که در آن:

$$\begin{aligned}
 D_s(q) &= \frac{1}{-\gamma_s + \sqrt{\frac{3}{4}(q^2 - k^2) + \gamma_t^2}} + \\
 &\quad + \frac{3r_s}{8} \frac{q^2 - k^2 + \frac{4}{3}\gamma_t^2}{\left(-\gamma_s + \sqrt{\frac{3}{4}(q^2 - k^2) + \gamma_t^2}\right)^2} + \left(\frac{3r_s}{8}\right)^2 \frac{(q^2 - k^2 + \frac{4}{3}\gamma_t^2)^2}{\left(-\gamma_s + \sqrt{\frac{3}{4}(q^2 - k^2) + \gamma_t^2}\right)^3} .
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

و نشانگر انتشارگر دوترون با شرط $D_{s,t}(q) = D_{s,t}(E - \frac{q^2}{2M}, q)$ خواهند بود. اندرکنش میدانهای سه نوکلئون (H_0) و از طریق مشتقات آنها (H_2) به صورت :

$$\mathcal{H}(E; \Lambda) = \frac{2}{\Lambda^2} \sum_{n=0}^{\infty} H_{2n}(\Lambda) \left(\frac{ME + \gamma_t^2}{\Lambda^2}\right)^n = \frac{2H_0(\Lambda)}{\Lambda^2} + \frac{2H_2(\Lambda)}{\Lambda^4} (ME + \gamma_t^2) + \dots .
 \tag{6}$$

با درج انرژی جنبشی میسر خواهد بود. وجود این نوع برهمکنش باعث وجود واگرایی UV خواهد شد و احتیاج به بازهنجارش و رفع این واگرایی در حل معادله انتگرالی فدیو دارد. این نوع واگرایی و نوع رفع آن با افزودن نیروی سه جسمی وابسته به برش نمایش داده شده است. در واقع افزودن نیروی سه جسمی مشابه با افزودن یک جمله متقابل عمل می نماید و ایجاب می کند تا نتایج مربوط به مشاهده پذیرها مستقل از برش انتخابی گردد. بمنظور داشتن چنین جوابهایی باید نیروی سه جسمی را به صورت زیر در هر مرتبه از Q/Λ به محاسبات اضافه نمود:

$$\mathcal{H}(E, \Lambda) + \frac{2}{\pi} \int_0^{\Lambda} dq q^2 \mathcal{D}(E - \frac{q^2}{2M}, q) [\mathcal{K}(q, p) + \mathcal{H}(E, \Lambda)] t_{\Lambda}(q) = \text{const.}
 \tag{7}$$

با باز دوباره تعریف نیروی سه جسمی و صفر قرار دادن ثابت سمت راست معادله (۳) بدون از دست دادن کلیت مسئله خواهیم داشت:

$$\mathcal{H}(E, \Lambda) \rightarrow \mathcal{H}(E, \Lambda) - \frac{\text{const.}}{1 + \frac{2}{\pi} \int^{\Lambda} dq q^2 D(E - \frac{q^2}{2M}, q) t_{\Lambda}(q)} \quad (8)$$

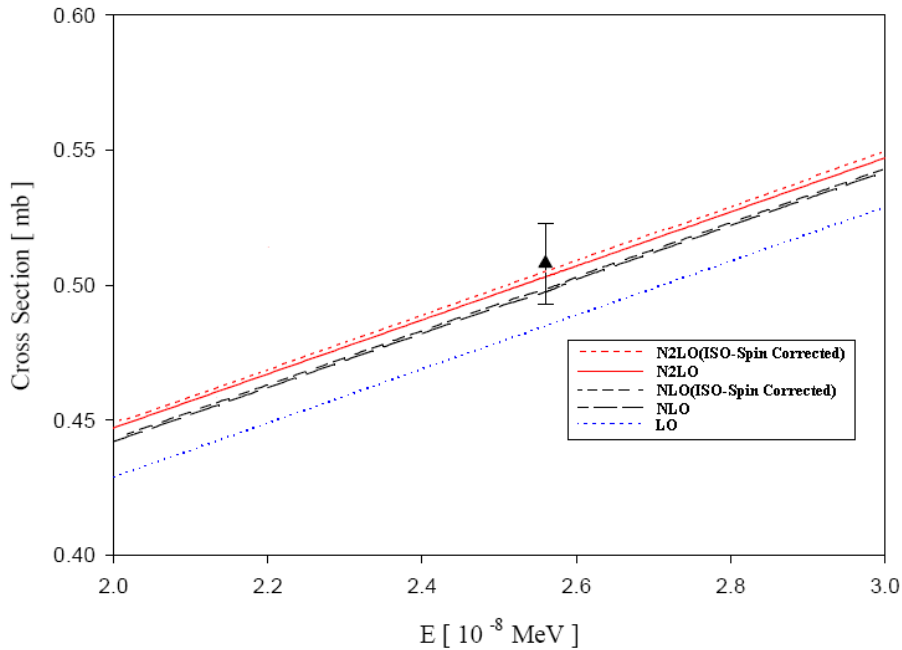
نتایج حاصل از تغییرات برش را در شکل (۳) نشان داده ایم. در شکل (۳) می توان این واقعیت را دید که با حضور نیروهای سه جسمی خطای محاسبات مرتبه به مرتبه کاسته شده تا فاکتور کاهش باندازه ۲۰۰ بار را نشان دهد [10]. و این خطا در این محاسبه در مرتبه N^2LO به کمترین حد خود خواهد رسید.

درون مدل استاندارد، شکست ایزو اسپین منشاء در اختلاف جرم های کوارک بالا و پایین و برهم کنش الکترومغناطیسی دارد. اهمیت اثرات شکست ایزو اسپین می تواند برآوردی از مرتبه بالاتر داشته باشد. در حقیقت، اختلاف بین طول ها و پراکندگی S_0 ، بین نوترون-نوترون (a_{nn}) و نوترون-پروتون (a_{np}) می تواند برآوردی از $(\frac{1}{a_{nn}} - \frac{1}{a_{np}})$ باشد، که Q تکانه نوعی در سیستم است. نتیجه درست با فیت شدن H_0 و H_2 با مشاهده پذیرهای سیستم سه نوکلئونی حاصل خواهد شد، این نیروی سه جسم، با قدرت $\frac{H(\Lambda)}{\Lambda^2}$ ، می تواند اثرات نقص ایزو اسپین را جبران کند که به هر حال برای نشان دادن این اثرات باید محاسبات مرتبه بالا و دقت بالا انجام می شود.

نتایج

در شکل (۱) نتایج مربوط به محاسبه سطح مقطع جداسازی فوتونی ترایتون با حضور نیروهای سه جسمی را تا مرتبه N^2LO نشان می دهد. نتایج مربوط به این فرآیند با نظریه میدان موثر، مدل های آرگون V18 و V14 و نتیجه تجربی با یکدیگر مقایسه شده است. نتایج ما با نظریه میدان موثر حاکی از کاسته شدن و همگرایی نظریه با افزودن نیروهای سه جسمی با نتیجه تجربی و افزایش مرتبه محاسبات می باشد. این نتایج در جدول (۱) آمده است.

همانطور که از نتیجه سطح مقطع فرآیند نتایج تا مرتبه N^2LO از تطابق خوبی در مقایسه با نتایج بر پایه مدل خاص برخوردار است. همچنین نتایج ما در مقایسه با نتایج مربوط به محاسبات با مدل های دیگر عدم وابستگی به برش انتخابی را نشان داده و تاکید دارد که به فیزیک برد- کوتاه وابستگی ندارد. با نگاه به این نتایج بوضوح می توان فهمید که افزودن نیروهای سه ذره ای به روش نظریه میدان موثر تا مرتبه N^2LO تصحیح خوبی از محاسبه مشاهده پذیرهای فیزیکی را در بر دارد و این همه حکایت از آن دارد که دسته بندی نیروهای چند جسمی لازم و مرتبه آن برای هر نوع از این نیروها در سیستم های چند جسمی باید مشخص گردد.



شکل ۱- نتایج تصحیح ایزواسپین را در مراتب مختلف نشان می دهد. نقطه تنها نتیجه تجربی مربوطه نشان می دهد.

با نگاه کردن به جدول (۱) و شکل (۱) می توان دید که اولاً نتایج تجربی در مورد این فرآیند پراکنده و از خطای زیادی برخوردار است. این نکته دلالت بر این واقعیت خواهد داشت که در انرژیهای پایین باید به دنبال روشهای اندازه گیری با دقت بالاتر بود. همچنین می توان دید که هر چه انرژی کمتر باشد نتایج نظریه میدان موثر بدون پایون بواسطه اعتبار این نظریه بهتر خواهد بود و نتایج از همگرایی مناسبتری برخوردار است.

جدول ۱- نتایج تصحیح ایزواسپین را در مراتب مختلف و در مقایسه با مدل‌های مختلف پتانسیل، نشان می دهد

نوع نظریه	σ (mb)	درصد خطا نسبت به تجربی
AV14/VIII (IA+MI+MD) [3]	0.509	
AV18/IX (IA+MI+MD) [3]	0.489	4%
AV14/VIII(IA+MI+MD+ Δ_{PT}) [3]	0.658	29%
AV18/IX(IA+MI+MD+ Δ_{PT}) [3]	0.631	24%
AV14/VIII(IA+MI+MD+ Δ) [3]	0.600	18%
AV18/IX(IA+MI+MD+ Δ) [3]	0.578	14%
AV18/IX (gauge inv.) [19]	0.523	3%
AV18/IX (gauge inv. + 3N-current) [19]	0.556	
EFT(LO)	0.485	5%
EFT(NLO)	0.498	
EFT(N ² LO)	0.505 \pm 0.003	
Experiment [1]	0.508 \pm 0.015	

تشکر و قدردانی

در اینجا بر خود لازم می دانم از حمایت های دانشگاه اراک در راستای انجام و تحقق این کار تشکر و قدردانی
نمایم.

مراجع

- [1] D.D. Faul, B.L. Berman, P. Meyer and D.L. Olsenp, *Phys. Rev. C* **24**, (1981) 849.
- [2] I.M. Barbour and A.C. Phillips, *Phys. Rev. C* **1**, (1970) 165 .
- [3] W. Schadow and Sandhas, *Phys. Rev. C* **55**, (1996) 1074.
- [4] W. Schadow, O. Nohadani and Sandhas, *Phys. Rev. C* **63**, (2001) 044006.
- [5] V.D. Efros, et al., *Phys. Lett. B* **484**, (2000) 223.
- [6] W. Sandhas, et al., *Nucl. Phys. A* **631**, (1998) 210c.
- [7] W. Schadow, O. Nohadani and W. Sandhas, *Phys. Rev. C* **63**, (2001) 044006.
- [8] J.L. Friar, B.F. Gibson and G.L. Payne, *Phys. Lett. B* **251**, (1990) 11.
- [10] H. Sadeghi and S. Bayegan, *Nucl. Phys. A* **753**, 291(2005).
- [11] H. Sadeghi, S. Bayegan and Harald W. Griesshammer, *Phys.Lett B* **643**, 263(2006).
- [12] H. Sadeghi, S. Bayegan and Harald W. Griesshammer, *Phys.Lett B* **643**, 263(2006).