



تأثیر تجزیه‌ی کوارک‌های قطبیده‌ی سبک دریا بر هسته‌های ${}^3\text{H}$ و ${}^3\text{He}$

فاطمه اربابی‌فر^{۱*}، شاهین آتشبار تهرانی^۲

۱. گروه فیزیک، پردیس نسبیبه، دانشگاه فرهنگیان، صندوق پستی: ۱۹۹۸۹۶۳۳۴۱، تهران - ایران
۲. پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، پژوهشکده ذرات و شتاب‌گرها، صندوق پستی: ۱۹۳۹۵۵۵۳۱، تهران - ایران

*Email: F.Arbabifar@cfu.ac.ir

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۱/۲۳ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۱/۴/۲۲

چکیده

در این مقاله توابع ساختار قطبیده‌ی هسته‌های ${}^3\text{H}$ و ${}^3\text{He}$ در مرتبه دوم دیاگرام فاینمن با و بدون در نظر گرفتن تقارن $\text{SU}(3)$ برای وابستگی اسپینی در توزیع‌های پارتونی نوکلئون‌ها محاسبه می‌شود. به همین منظور ابتدا تابع ساختار قطبیده نوکلئون‌های موجود در هسته توسط چند جمله‌ای‌های ژاکوبی به دست می‌آیند. در این ارتباط از توابع توزیع پارتونی قطبیده که از دو مدل پدیده شناختی متفاوت و رایج حاصل شده‌اند استفاده می‌شود. در نهایت تصحیحات هسته‌ای مؤثر بر روی توابع ساختار هسته‌ای نیز در نظر گرفته می‌شوند. نتایج حاصل نشان می‌دهد که در مجموع نمودارهای توابع ساختار هسته‌ای قطبیده‌ی طولی ناشی از مدل پدیده شناختی دارای شکست تقارن با نتایج تجربی سازگاری بهتری دارند و برای توابع ساختار هسته‌ای قطبیده‌ی عرضی تفاوت قابل ملاحظه‌ای وجود ندارد.

کلیدواژه‌ها: تابع ساختار قطبیده، شکست تقارن، چند جمله‌ای ژاکوبی

The effect of decomposition of light-polarized sea quarks on ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ nucleuses

F. Arbabifar^{*1}, Sh. Atashbar Tehrani²

1. Department of Physics, Nasibeh Campus, University of Farhangian, P.O. Box: 1998963341, Tehran - Iran
2. School of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), P.O. Box: 193955531, Tehran - Iran

Research Article

Received 12.4.2022, Accepted 13.7.2022

Abstract

In this paper, the polarized structure functions of ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ nuclei have been computed in the second order of the Feynman diagram with and without considering $\text{SU}(3)$ symmetry in spin dependence for the partonic distribution of nucleons. For this purpose and at first, the polarized structure functions of the nucleons in nuclei are obtained, using Jacobi polynomials. In this regard, two different and prevalent phenomenological models are used to obtain the required polarized partition distributions. Finally, in deriving the nuclear structure functions, effective nuclear corrections are also imposed. The results show that most of the plots for polarized nuclear longitudinal structure functions, resulted from the used phenomenological model whereas symmetry breaking is taken into account, are more compatible with the available experimental data, there is no considerable difference between the data compatibility with curves of both models for polarized nuclear transverse structure functions.

Keywords: Nuclear polarize structure-function, Symmetry breaking, Jacobi polynomial



۱. مقدمه

آزمایش پراکندگی ناکشسان ژرف DIS^1 لپتون‌ها از نوکلئون‌ها یکی از روش‌های جدید جهت درک ساختار داخلی پیچیده نوکلئون‌ها در برخورد دهنده‌های لپتونی و هادرونی است. در همین راستا گروه‌های تجربی هم‌چون $E142$ ، $E143$ ، COMPASS ، HERMES و JLAB در شتاب‌دهنده‌های بزرگ ذرات بنیادی نتایج آزمایشگاهی خود را در این زمینه منتشر کرده‌اند [۱-۶]. توابع ساختار قطبیده‌ی نوکلئون‌ها و هسته‌ها، که غالباً از نتایج تجربی همین آزمایش‌های فیزیک در انرژی‌های بالا تعیین می‌شوند، اطلاعات خوبی در مورد توزیع اسپین پارتون‌ها در نوکلئون و نوکلئون‌ها در هسته می‌دهند و مدل‌های مختلف را جهت شناخت ساختار آن‌ها می‌سنجند [۷]. در ساده‌ترین تصویر هسته‌ی ${}^3\text{He}$ همه‌ی نوکلئون‌ها در حالت فضایی S هستند. در این حالت دو پروتون با اسپین مخالف قرار گرفته‌اند، به طوری که سهم اسپینی آن‌ها در عدم تقارنشان کاملاً از بین رفته و قطبش هسته فقط با اسپین نوترون تعیین می‌شود. به همین جهت استفاده از هدف‌های ${}^3\text{He}$ در آزمایش‌های پراکندگی ناکشسان ژرف لپتون از هدف قطبیده متداول بوده و به عنوان هدف جایگزین نوترون آزاد استفاده می‌شود. همین اتفاق با جایگزینی پروتون به جای نوترون برای ${}^3\text{H}$ نیز رخ می‌دهد. اما در محاسبات دقیق‌تر و با در نظر گرفتن سایر مؤلفه‌های تابع موج سه ذره‌ای، خنثی شدن سهم اسپین پروتون‌ها در تابع ساختار ${}^3\text{He}$ دیگر صورت نمی‌گیرد و سهم اسپین آن‌ها نیز باید در نظر گرفته شود. هم‌چنین معلوم بودن توزیع مقادیر تکانه و انرژی الکترون پراکنده شده از نوکلئون، احتمال به دست آوردن اطلاعات در مورد تابع ساختار نوکلئون را از پراکندگی‌های با هدف هسته‌ای محدود می‌کند [۸].

یکی از اهداف اصلی از این آزمایش‌ها بررسی مقدار کسری از اسپین نوکلئون‌ها است که توسط کوارک‌ها و گلوئون حمل می‌شود. در مدل‌های پدیده شناختی تأیید شده، کسری از اسپین نوکلئون که توسط کوارک‌ها و گلوئون حمل می‌شود با برازش داده‌های آزمایشگاهی تعیین می‌شود. در اغلب این مدل‌ها اسپین حمل شده توسط کوارک‌های سبک دریا برابر در نظر گرفته شده و شکست تقارنی در آن در نظر گرفته نشده است (یعنی $\Delta u = \Delta d = \Delta s$) [۹-۱۵]. اما در برخی مدل‌های دقیق‌تر که هر دو شکست تقارن $\text{SU}(2)$ و $\text{SU}(3)$ مورد توجه قرار گرفته است کسر اسپینی از نوکلئون که توسط کوارک‌های

سبک دریا حمل می‌شود برابر نبوده و به صورت $\Delta u \neq \Delta d \neq \Delta s$ در نظر گرفته می‌شود [۱۶-۱۸].

در تحقیق حاضر از هر دو مدل پدیده‌شناختی ذکر شده استفاده شده است و توابع ساختار قطبیده‌ی نوکلئون‌ها و هسته‌ها که از نتایج این مدل‌ها محاسبه می‌شوند با هم مقایسه می‌شود. در بررسی مدل NAAMY21 [۱۵] که با مشارکت یکی از نویسندگان مقاله‌ی حاضر حاصل شده است، از داده‌های پراکندگی ناکشسان ژرف قطبیده استفاده شده و توابع توزیع پارتونی قطبیده‌ی پروتون، نوترون و دوترون در تقریب ${}^2\text{NLO}$ بدون در نظر گرفتن شکست تقارن توزیع اسپین در کوارک‌های سبک دریا محاسبه شده است. در مدل پدیده‌شناختی دوم AKS14 [۱۶] که با مشارکت دیگر نویسنده‌ی مقاله‌ی حاضر به دست آمده، برای محاسبه توابع توزیع پارتونی قطبیده از داده‌های عدم تقارن A_1 پراکندگی ناکشسان ژرف فراگیر و نیمه فراگیر قطبیده استفاده شده که نواحی بیش‌تری از متغیر x بیورکن، به ویژه نواحی x کوچک‌تر، را پوشش می‌دهند. در این بررسی شکست تقارن $\text{SU}(2)$ و $\text{SU}(3)$ هم‌زمان در نظر گرفته شده یعنی علاوه بر عدم تساوی $\Delta u \neq \Delta d$ که در تمام بررسی‌های دهه‌های اخیر در نظر گرفته می‌شود، عدم تساوی $\Delta u \neq \Delta d \neq \Delta s$ نیز برای کوارک‌های سبک دریا در نظر گرفته می‌شود. در هر دوی این مدل‌ها از بسته نرم‌افزاری Pegasus [۱۹] استفاده شده و برازش روی داده‌های تجربی صورت گرفته است. مجموع داده‌های تجربی بررسی شده در مدل NAAMY21 ۸۶۳ نقطه و در مدل AKS14 ۱۱۴۹ نقطه بوده است. در پژوهش حاضر پس از محاسبه‌ی گشتاور توابع ساختار قطبیده ناشی از توابع توزیع پارتونی دو مدل فوق در فضای ملین، معادلات ${}^2\text{DGLAP}$ [۷] حل شده و سپس با استفاده از چند جمله‌ای‌های ژاکوبی توابع ساختار قطبیده‌ی نوکلئون‌ها در فضای بیورکن محاسبه می‌شوند. در پایان تابع ساختار قطبیده هسته‌های سبک هلیوم-۳ ${}^3\text{He}$ و تریتم ${}^3\text{H}$ در تقریب دوم نمودار فاینمن با استفاده از قضیه پیچش استخراج شده‌اند. آنچه به طور خاص در پژوهش حاضر مورد بررسی قرار می‌گیرد تأثیر در نظر گرفتن و در نظر نگرفتن شکست تقارن کوارک‌های سبک دریا در استخراج توابع ساختار قطبیده‌ی نوکلئون و در نهایت هسته هلیوم-۳ و هسته تریتم است. هم‌چنین دیده می‌شود که این تفاوت (یعنی تساوی و عدم تساوی کوارک‌های سبک دریای قطبیده) در اولین گشتاور توابع ساختار قطبیده‌ی نوکلئون‌ها نیز تفاوت ایجاد می‌کند.

2. Next to Leading Order

3. Asymmetry

4. Dokshizer Gribov Lipatov Altarelli Parisi

Journal of Nuclear Science and Technology

1. Deep Inelastic Scattering



۲. توابع ساختار قطبیده‌ی نوکلئون‌ها

گشتاور تابع ساختار نوکلئون در فضای ملین N به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$M [xg_1^p, N](Q^\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{q=u,d,s} e_q^\tau \left\{ \left(1 + \frac{\alpha_s}{\tau\pi} \Delta C_q^N \right) \times \left[\Delta q(N, Q^\tau) + \Delta \bar{q}(N, Q^\tau) \right] + \frac{\alpha_s}{\tau\pi} \tau \Delta C_g^N \Delta g(N, Q^\tau) \right\}, \quad (1)$$

$$M [xg_1^n, N](Q^\tau) = M [xg_1^p, N](Q^\tau) - \frac{1}{6} \left(1 + \frac{\alpha_s}{\tau\pi} \Delta C_q^N \right) \otimes (\Delta u(N, Q^\tau) - \Delta d(N, Q^\tau)), \quad (2)$$

$$M [xg_1^d, N](Q^\tau) = \frac{1}{\tau} (M [xg_1^p, N] + M [xg_1^n, N]) \times \left(1 - \frac{3}{\tau} \omega_D \right). \quad (3)$$

باید توجه داشت که در این روابط جمع روی سه طعم کوارک بالا و پایین و شگفت صورت می‌گیرد و تفاوت این طعم‌ها در فضای گشتاور اعمال شده است. Δq ، $\Delta \bar{q}$ و Δg توابع توزیع قطبیده‌ی کوارک‌ها، پادکوارک‌ها و گلوئون بوده و پارامترهای $Q^\tau = -q^\tau$ و $x = Q^\tau / \tau Pq$ متغیرهای متداول بیورکن هستند که در آن‌ها P تکانه‌ی ذره‌ی هدف و q تکانه منتقل شده در فرایند پراکندگی ناکشسان عمیق است. این روابط همگی در تقریب NLO بیان شده اند و در رابطه‌ی (۳) $\omega_D = 0.58$ است. همچنین α_s ، ΔC_q^N و ΔC_g^N به ترتیب ضریب جفت شدگی پویا و ضرایب ویلسون [۷] هستند. ضرایب تصحیحی ویلسون به صورت زیر تعیین می‌شوند:

$$\Delta C_q^N = \frac{4}{3} \left\{ -S_\tau(N) + (S_1(N))^\tau + \left(\frac{3}{\tau} - \frac{1}{N(N+1)} \right) \right\}, \quad (4)$$

$$S_1(N) = \frac{1}{N^\tau} + \frac{1}{\tau N} + \frac{1}{N+1} - \frac{9}{\tau^2},$$

$$\Delta C_g^N = \frac{1}{\tau} \left\{ -\frac{N-1}{N(N+1)} (S_1(N)+1) - \frac{1}{N^\tau} + \frac{2}{N(N+1)} \right\}, \quad (5)$$

که در این روابط (۴) $\gamma_E = \psi(N+1) + \gamma_E$ و $S_\tau(N) = \sum_{j=1}^N \frac{1}{j^\tau} = \frac{\pi^\tau}{\tau} - \psi'(N+1)$ است و در آن‌ها

$$\psi(N) = \Gamma'(N) / \Gamma(N) \quad \text{و} \quad \gamma_E = 0.577216$$

شایان ذکر است که تابع ساختار نوترون با در نظر گرفتن شکست تقارن با رابطه‌ی (۲) تعریف می‌شود یعنی سهم کوارک‌های دریا نیز در این رابطه دیده می‌شود. اما در حالتی که تقارن برای کوارک‌های دریا در نظر گرفته شود جمله‌ی کسر شده از تابع ساختار پروتون می‌تواند با $(\Delta u_v(N, Q^\tau) - \Delta d_v(N, Q^\tau))$ جایگزین شود زیرا سهم کوارک‌های دریای \bar{u} و \bar{d} برابر بوده و حاصل تفریق‌شان صفر می‌شود.

با توجه به مزیت استفاده از چند جمله‌ای‌های ژاکوبی در جداسازی وابستگی تابع ساختار نوکلئون قطبیده به x و Q^τ می‌توان پس از مشخص شدن گشتاور توابع ساختار و با استفاده از چند جمله‌ای‌های ژاکوبی توابع ساختار را در فضای x بیورکن بازسازی نمود [۹].

$$xg_1(x, Q^\tau) = x^\beta (1-x)^\alpha \sum_{n=0}^{N_{\max}} \Theta_n^{\alpha, \beta}(x) \times \sum_{j=0}^n c_j^{(n)}(\alpha, \beta) M [xg_1, j+\tau](Q^\tau), \quad (6)$$

که در این جا $N_{\max} = 9$ و همچنین $\alpha = 3$ ، $\beta = 0.5$ هستند. همچنین $\theta_n^{\alpha, \beta}(x) = \sum_{j=0}^n c_j^{(n)}(\alpha, \beta) x^j$ است و ضرایب $c_j^{(n)}(\alpha, \beta)$

بر حسب توابع گاما نوشته می‌شوند [۹].

تابع توزیع پارتونی قطبیده برای کوارک‌های ظرفیت و دریا و گلوئون برای مدل NAAMY۲۱ به این صورت انتخاب شده است.

$$x \Delta q(x, Q^\tau) = N_q \eta_q x^{a_q} (1-x)^{b_q} (1+c_q x), \quad (7)$$

که در آن

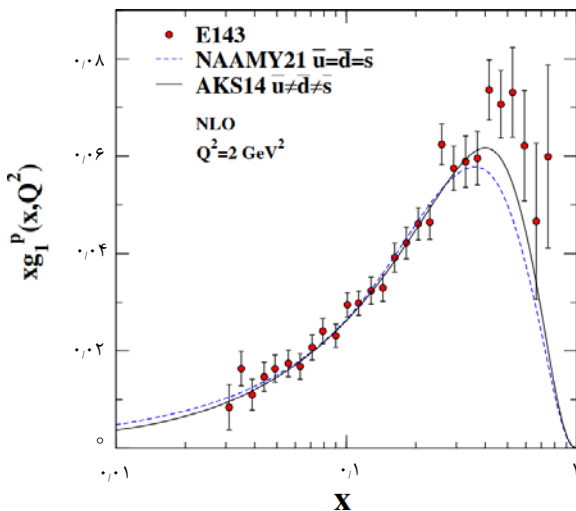
$$\frac{1}{N_q} = \left(1 + c_q \frac{a_q}{a_q + b_q + 1} \right) B(a_q, b_q + 1), \quad (8)$$

و $B(a, b)$ تابع اوایلر بتا است. در مدل AKS۱۴ تابع توزیع پارتونی قطبیده به دلیل وجود داده‌های بیشتر برای کنترل قسمت‌های میانی متغیر بیورکن به صورت

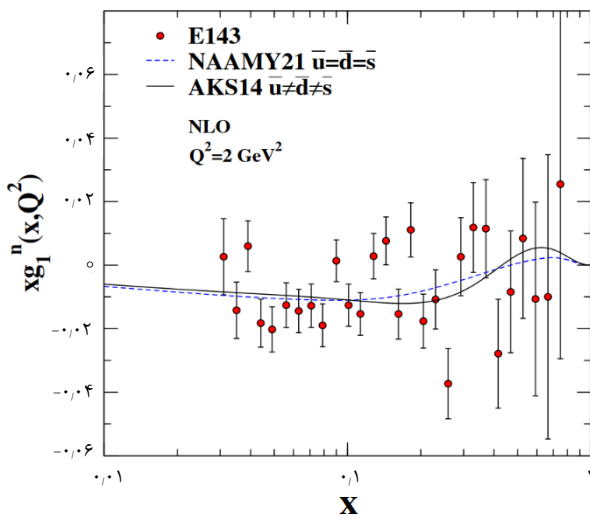
$$x \Delta q(x, Q^\tau) = N_q \eta_q x^{a_q} (1-x)^{b_q} (1+c_q x^{1/\delta} + d_q x) \quad (9)$$

انتخاب شده است که در آن N_q به صورت

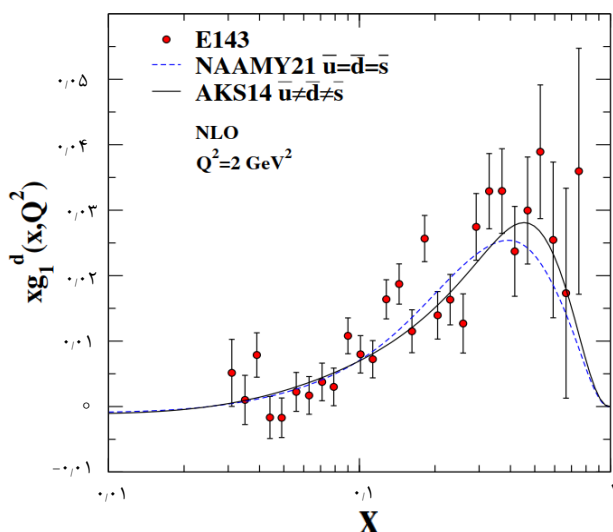




شکل ۱. تابع ساختار پروتون در انرژی $Q^2 = 2\text{GeV}^2$ در مقایسه با داده‌های تجربی E143.



شکل ۲. تابع ساختار نوترون در انرژی $Q^2 = 2\text{GeV}^2$ در مقایسه با داده‌های تجربی E143.



شکل ۳. تابع ساختار دوترون در انرژی $Q^2 = 2\text{GeV}^2$ در مقایسه با داده‌های تجربی E143.

$$\frac{1}{N_q} = \left(1 + d_q \frac{a_q}{a_q + b_q + 1}\right) B(a_q, b_q + 1) + c_q B\left(a_q + \frac{1}{\gamma}, b_q + 1\right), \quad (10)$$

تعیین شده است. این تعاریف به گونه‌ای است که در روابط (۸) و (۱۰) اولین گشتاور Δq باشد. مقادیر به دست آمده از برآزش برای پارامترهای هر دو مدل در مراجع مربوطه مشخص شده‌اند. تابع ساختار قطبیده‌ی $g_q(x, Q^2)$ نیز که نشان‌دهنده‌ی اسپین عرضی حمل شده توسط نوکلئون‌هاست با رابطه‌ی واندزورا- ویلسزک که در مرجع [۲۰] معرفی شده است

$$g_T(x, Q^2) = -g_1^p(x, Q^2) + \int_x^1 \frac{dy}{y} g_1^p(y, Q^2)$$

در شکل‌های ۱، ۲ و ۳ تابع ساختار پروتون، نوترون و دوترون با داده‌های تجربی E143 [۲] در انرژی $Q^2 = 2\text{GeV}^2$ مقایسه شده است. همان‌طور که در این نمودارها مشاهده می‌شود توابع ساختار قطبیده‌ی نوکلئونی ناشی از مدل AKS14 که شکست تقارن در آن‌ها دیده شده است به ترتیب از ۲۰، ۱۷ و ۱۶ نقطه تجربی یا محدوده‌ی خطای نقاط تجربی برای توابع ساختار قطبیده‌ی پروتون، نوترون و دوترون می‌گذرند. این مقادیر برای منحنی‌های مستخرج از مدل NAAMY21 برابر ۱۹، ۱۶ و ۱۶ است. این نتایج نشان می‌دهد که توابع ساختار قطبیده ناشی از مدل AKS14 در مجموع توافق نسبتاً یکسانی با داده‌های تجربی و محدوده‌ی خطای آن‌ها دارند. این تطابق برای نتایج مدل AKS14 به ویژه در نواحی x های کوچک، کم‌تر از ۰/۳، کمی بهتر است. در جدول ۱ مقدار اولین گشتاور توابع ساختار نوکلئون‌ها در انرژی 3GeV^2 برای دو مدل مورد بررسی نمایش داده شده است. با توجه به مقادیر $\Gamma_1^p = 0.129 \pm 0.003 \pm 0.009 \pm 0.005$ و $\Gamma_1^n = -0.041 \pm 0.006 \pm 0.011 \pm 0.005$ ، $\Gamma_1^d = 0.049 \pm 0.003 \pm 0.004 \pm 0.004$ که از گروه تجربی COMPASS گزارش شده است [۳] و مقادیر گزارش داده در جدول ۱ مشاهده می‌شود که مقادیر گشتاور اول توابع ساختار نوکلئونی در حالتی که در آن شکست تقارن وجود دارد در مجموع به داده‌های تجربی نزدیک‌تر بوده و در محدوده‌ی خطای آن‌ها قرار گرفته است.



که در این روابط از اثر سایه افکنی^۱ چشم‌پوشی شده است زیرا این پدیده اثری در محاسبات این پژوهش در این محدوده‌ی متغیر x بیورکن ندارد [۲۱].

علاوه بر تصحیح‌های گفته شده، محاسبات مختلف نشان می‌دهند که انتقال‌هایی به صورت $n \rightarrow \Delta^+$ و $p \rightarrow \Delta^+$ نیز در هسته دیده می‌شود که باید در تابع ساختار هسته‌های سبک مانند هلیوم-۳ و تریتیم دیده شوند. با استفاده از رابطه‌ی مستقل از مدل زیر [۲۳]

$$g_1^{p \rightarrow \Delta^+}(x, Q^2) = g_1^{n \rightarrow \Delta^+}(x, Q^2) = \frac{2\sqrt{2}}{5} (g_1^p(x, Q^2) - 4g_1^n(x, Q^2)), \quad (13)$$

سرانجام رابطه‌ی تابع ساختار قطبیده به این صورت خواهد بود

$$g_1^{\tau He} = 2 \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau He}^p(y) g_1^p\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau He}^n(y) g_1^n\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) - 0.014(g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)), \quad (14)$$

$$g_1^{\tau H} = 2 \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau H}^p(y) g_1^p\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau H}^n(y) g_1^n\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + 0.014(g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)). \quad (15)$$

به همین ترتیب توابع ساختار $g_{\tau}^{\tau He}$ و $g_{\tau}^{\tau H}$ نیز قابل محاسبه‌اند

$$g_{\tau}^{\tau He} = 2 \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau He}^p(y) g_{\tau}^p\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau He}^n(y) g_{\tau}^n\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) - 0.014(g_{\tau}^p(x, Q^2) - g_{\tau}^n(x, Q^2)), \quad (16)$$

$$g_{\tau}^{\tau H} = 2 \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau H}^p(y) g_{\tau}^p\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau H}^n(y) g_{\tau}^n\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + 0.014(g_{\tau}^p(x, Q^2) - g_{\tau}^n(x, Q^2)). \quad (17)$$

با توجه به روابط اخیر که اثرات هسته‌ای تأثیرگذار در محدوده‌ی پژوهش حاضر در آن‌ها لحاظ شده است می‌توان توابع ساختار قطبیده‌ی هلیوم-۳ 3He و تریتیم 3H را محاسبه کرد. در شکل‌های ۴ و ۵ این توابع ساختار به ترتیب در انرژی

جدول ۱. اولین گشتاور توابع ساختار محاسبه شده از نتایج تحلیل مدل AKS۱۴ و مدل NAAMY۲۱

	Γ_1^p	Γ_1^n	Γ_1^d
AKS۱۴	۰٫۱۲۶۴	-۰٫۰۳۷۴	-۰٫۰۴۰۶
NAAMY۲۱	۰٫۱۳۲۲	-۰٫۰۵۵۴	-۰٫۰۳۵۰

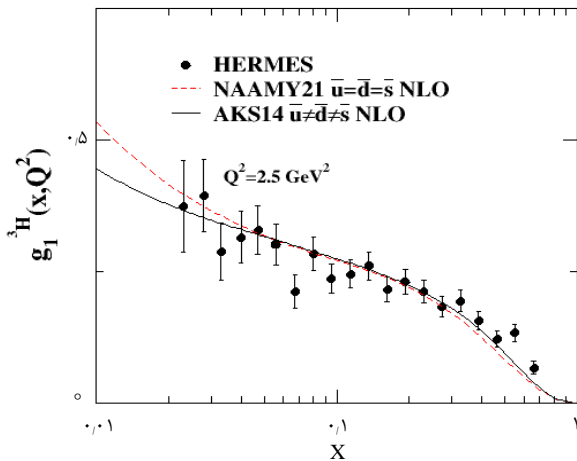
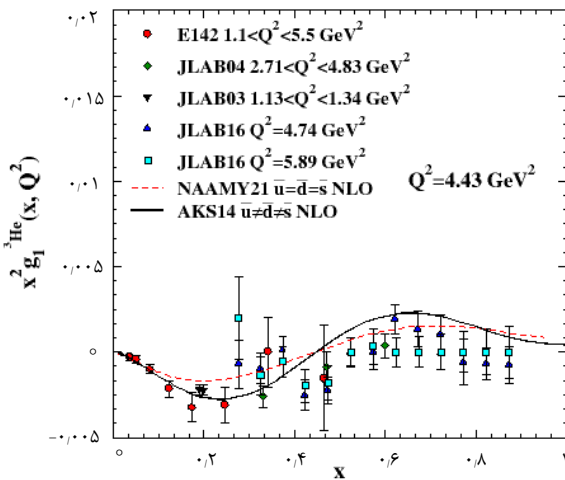
۳. بررسی توابع ساختار قطبیده‌ی هسته‌ای

محاسبات قسمت قبل نشان داد که توابع ساختار قطبیده‌ی پروتون، نوترون و دوترون و هم‌چنین اولین گشتاور آن‌ها که از مدل AKS۱۴ به دست آمده است در مجموع و به ویژه در نواحی کوچک‌تر متغیر بیورکن توافق بیشتری با داده‌های تجربی و محدوده‌ی خطای آن‌ها که از گروه‌های E۱۴۳ و COMPASS گزارش شده است دارند. حال در این بخش به بررسی توابع ساختار قطبیده‌ی هسته‌ای می‌پردازیم. هلیوم-۳ و تریتیم هسته‌های سبک سه ظرفیتی هستند که به ترتیب از دو پروتون به علاوه یک نوترون و دو نوترون به علاوه یک پروتون ساخته شده‌اند. همان‌طور که در ابتدای مقاله توضیح داده شد در این هسته‌ها با وجود آن‌که تابع موج حالت پایه‌شان در تقریب مرتبه اول در حالت S است اما در توصیف واقعی تر تابع موج آن‌ها در حالت‌های بالاتر S' و D نیز وجود دارند. در این حالت‌ها سهم اسپین دو پروتون در هلیوم-۳ و یا سهم اسپین دو نوترون در تریتیم خنثی نمی‌شوند و باید در محاسبات منظور گردند. یعنی اگر برای هسته‌ی 3He در حالت s اسپین یک پروتون و نوترون به صورت موافق با هم و مخالف یک پروتون دیگر قرار گرفته باشد، در حالت s' اسپین دو پروتون موافق یک‌دیگر و مخالف اسپین نوترون قرار گرفته‌اند و در حالت D اسپین هر دو پروتون و یک نوترون به صورت هم جهت با هم است. به همین جهت تابع ساختار قطبیده‌ی هسته‌ی هلیوم-۳ و تریتیم با تابع ساختار قطبیده‌ی نوترون و پروتون آزاد متفاوت است. محاسبه‌ی آن‌ها نیز با استفاده از تابع ساختار قطبیده‌ی پروتون g_1^p و تابع ساختار قطبیده‌ی نوترون g_1^n به علاوه توزیع تکانه‌ای نوکلئون وابسته به اسپین $\Delta f_{\tau He}^N$ و $\Delta f_{\tau H}^N$ صورت می‌گیرد [۲۱، ۲۲].

$$g_1^{\tau He} = 2 \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau He}^p(y) g_1^p\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau He}^n(y) g_1^n\left(\frac{x}{y}, Q^2\right), \quad (11)$$

$$g_1^{\tau H} = 2 \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau H}^p(y) g_1^p\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + \int_x^{\tau} \frac{dy}{y} \Delta f_{\tau H}^n(y) g_1^n\left(\frac{x}{y}, Q^2\right), \quad (12)$$

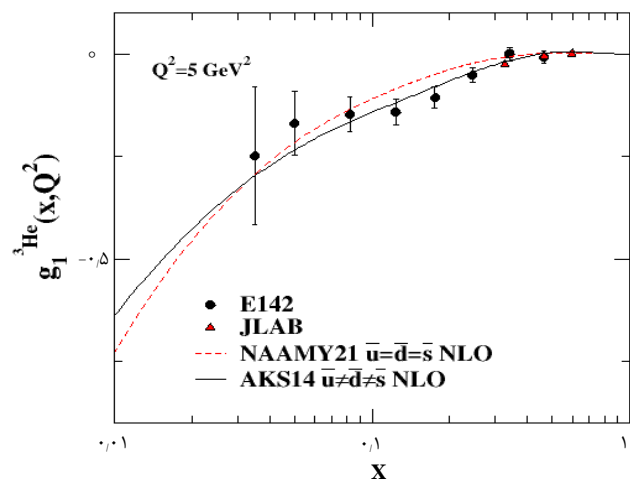


شکل ۵. تابع ساختار قطبیده‌ی ${}^3\text{H}$ در مقایسه با داده‌های تجربی HERMESشکل ۶. تابع ساختار قطبیده $x g_1^2\text{He}$ برای هسته‌ی ${}^2\text{He}$ در مقایسه با داده‌های تجربی E142 و JLAB

در شکل ۷ و ۸ تابع ساختار قطبیده g_1^{He} که از دو مدل NAAMY21 و AKS14 استخراج شده است در مقایسه با داده‌های تجربی JLAB04 [۵] و JLAB16 [۶] نمایش داده شده است. در این دو شکل تعداد نقاط و محدوده‌ی خطای آن‌ها که از هر دو منحنی می‌گذرد تقریباً برابر است (در شکل ۷ برای منحنی ناشی از مدل NAAMY21 یکی بیشتر است). نزدیکی نقطه‌ی مرکزی داده‌های تجربی به منحنی در شکل ۷ برای مدل NAAMY21 بیشتر است و در شکل ۸ برای مدل AKS14 بیشتر است. در نهایت توافق تقریباً مشابه هر دو منحنی ناشی از مدل NAAMY21 و AKS14 با نقاط تجربی JLAB04 و JLAB16 و محدوده‌ی خطای آن‌ها به چشم می‌خورد. از آنجایی که تابع ساختار قطبیده $g_1(x, Q^2)$ بیانگر اسپین عرضی حمل شده توسط نوکلئون‌هاست، تشابه دو مدل در تطابق با داده‌های تجربی نشان می‌دهد که سهم اسپینی کوارک‌های سبک دریا که دارای اسپین عمود بر لپتون فرودی هستند چشم‌گیر و مؤثر نیست.

${}^2\text{He}$ و ${}^3\text{H}$ رسم شده‌اند و با داده‌های تجربی E142، JLAB04، JLAB16 و HERMES [۱، ۴-۶] مقایسه شده‌اند. همان‌طور که در این شکل‌ها مشاهده می‌شود نتایج ناشی از مدل AKS14 که با در نظر گرفتن شکست تقارن به دست آمده به ترتیب از ۱۱ و ۱۵ نقطه از داده‌های تجربی یا محدوده‌ی خطای نقاط تجربی برای توابع ساختار قطبیده‌ی هلیوم-۳ ${}^3\text{He}$ و تریتم ${}^3\text{H}$ عبور می‌کند در حالی که این تعداد برای منحنی ناشی از مدل NAAMY21 برابر ۶ و ۱۲ نقطه است. پس در مجموع منحنی ناشی از مدل AKS14 از تعداد بیشتری از داده‌های تجربی یا محدوده‌ی خطای آن‌ها عبور می‌کند. این تفاوت در دقت مدل‌ها نشان می‌دهد که برای دریافت نتیجه‌ی دقیق‌تر از برازش روی داده‌های آزمایشگاهی پراکندگی ناکشسان ژرف از هسته‌ی قطبیده باید هر دو شکست تقارن $SU(2)$ و $SU(3)$ در نظر گرفته شده و $\Delta\bar{u} \neq \Delta\bar{d} \neq \Delta\bar{s}$ در محاسبات منظور گردد.

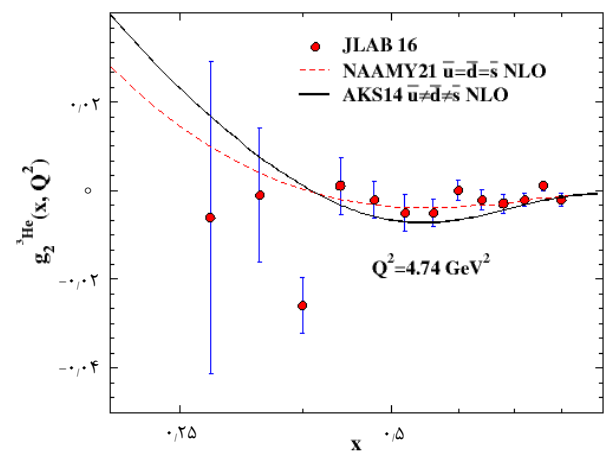
در شکل ۶ تابع ساختار $x g_1^2\text{He}$ در انرژی ${}^2\text{He}$ 4.43 GeV^2 با داده‌های E142 و JLAB [۱، ۵-۶] در انرژی‌های متفاوت محدوده‌ی ${}^2\text{He}$ $Q^2 < 5.89 \text{ GeV}^2$ مقایسه شده است. با توجه به متفاوت بودن مقادیر Q^2 داده‌های تجربی از مقدار ${}^2\text{He}$ $Q^2 = 4.43 \text{ GeV}^2$ که از میانگین داده‌های تجربی برای رسم منحنی در نظر گرفته شده است، امکان مقایسه دقیق منحنی تابع ساختار و نقاط تجربی در این شکل وجود ندارد. در مجموع آنچه در این شرایط مشاهده می‌شود این است که منحنی مدلی که دارای شکست تقارن است در محدوده‌ی $x \leq 0.35$ رفتار بهتری از خود نشان می‌دهد و منحنی ناشی از مدل NAAMY21 در محدوده‌ی x های بزرگ‌تر توافق بهتری دارد.

شکل ۴. تابع ساختار قطبیده‌ی ${}^3\text{He}$ در مقایسه با داده‌های تجربی E142 و JLAB

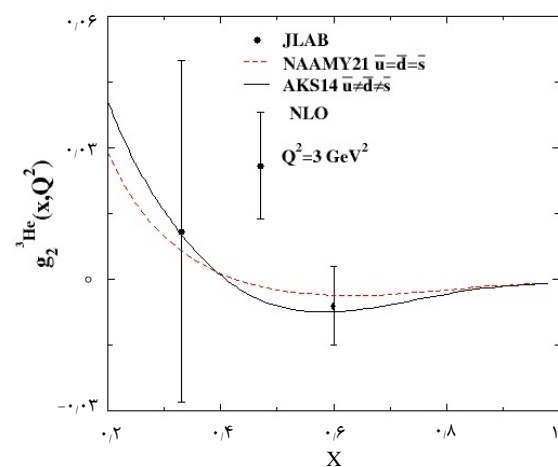
شکل ۶ که تابع ساختار $g_1^{\text{He}} x^2$ در $Q^2 = 4.74 \text{ GeV}^2$ (که میانگین Q^2 داده‌های تجربی است) نمایش داده شده، رفتار منحنی ناشی از مدل AKS14 در نواحی x بیورکن کوچک‌تر به داده‌های تجربی نزدیک‌تر است و در نواحی $x > 0.35$ منحنی ناشی از مدل NAAMY21 تطابق بهتری دارد. با توجه به این که قله‌ها و دره‌های منحنی‌های توزیع اسپینی کوارک‌های سبک دریا در مدل AKS14 در نواحی $0.1 \leq x \leq 0.3$ قرار گرفته است پس تأثیرات آن‌ها در این نواحی و اطراف آن چشم‌گیرتر خواهد بود که نتایج تحقیق حاضر نیز مؤید آن است. در شکل‌های ۷ و ۸ توابع ساختار قطبیده‌ی عرض هسته‌ای در شکل‌های g_2^{He} با داده‌های تجربی مقایسه شده است و هر دو مدل توافق نسبتاً یکسانی با نقاط تجربی دارند. این نتایج حاکی از آن است که کوارک‌های دریای سبک که جهت اسپین آن‌ها عمود بر جهت اسپین لپتون فرودی باشد نقش کم‌رنگی در تابع ساختار قطبیده نوکلئون و هسته دارند.

در این مقاله نشان داده شد که در نظر گرفتن شکست تقارن $SU(3)$ و $SU(2)$ در مدل‌های پدیده‌شناختی سبب دقت بیشتر در استخراج اغلب توابع قطبیده‌ی طولی هسته‌ای می‌شود و بر توابع ساختار قطبیده‌ی عرضی هسته‌ای تأثیر قابل توجهی ندارد. شایان ذکر است که توابع هسته‌ای با در نظر گرفتن تصحیحات تأثیرگذار هسته‌ای محاسبه شده‌اند و مطالعات مرتبط بیانگر نقش بسیار مهم این تصحیحات برای نوکلئون‌ها در داخل هسته است [۲۴].

لازم به تذکر است که محاسبات این تحقیق در مرتبه‌ی NLO صورت گرفته است و در آینده نقش تقریب‌های بالاتر نمودار فاینمن به همراه شکست تقارن مورد بررسی قرار خواهد گرفت.



شکل ۷. تابع ساختار قطبیده g_2^{He} در مقایسه با داده‌های تجربی JLAB 16



شکل ۸. تابع ساختار قطبیده g_2^{He} در مقایسه با داده‌های تجربی JLAB 04

۴. بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله توابع ساختار قطبیده‌ی ^3He و تریتمیم ^3H را با اصلاحات هسته‌ای دیده شده در روابط (۱۴) تا (۱۷) استخراج کرده و در این محاسبات از توابع ساختار قطبیده نوکلئون‌ها در دو مدل استفاده کردیم. در مدل AKS14 شکست تقارن کوارک‌های سبک دریا مورد توجه قرار گرفته است در حالی که در تحلیل NAAMY21 تقارن فوق دیده شده است و هر سه طعم کوارک دریا سهم برابری از اسپین را حمل می‌کنند. در شکل‌های ۴ و ۵ توابع ساختار قطبیده هلیوم-۳ و تریتمیم یعنی g_1^{He} و g_1^{H} که از این دو مدل استخراج شده‌اند رسم شده و با داده‌های تجربی مقایسه شده‌اند. مشاهده شد که رفتار نتایج ناشی از مدلی که شکست تقارن دارد نسبت به مدلی که شکست تقارن ندارد به داده‌های تجربی نزدیک‌تر است. در

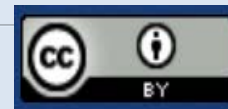


مراجع

1. P.L. Anthony, et al., [E142 Collaboration], *Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized He-3 and the study of the neutron spin structure*, *Phys. Rev.*, D **54**, (1996) 6620.
2. K. Abe, et al., [E143 Collaboration], *Measurements of the proton and deuteron spin structure functions $g(1)$ and $g(2)$* , *Phys. Rev.*, D **58**, 112003 (1998).
3. C. Adolph, et al., (COMPASS Collaboration), *The spin structure function g_1^p of the proton and a test of the Bjorken sum rule*, *Phys. Lett.*, B **753**, 18 (2016).
4. A. Airapetian, et al, (HERMES Collaboration) *Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering*, *Phys. Rev.*, D **71**, 012003 (2005).
5. X. Zheng, et al., [Jefferson Lab Hall A Collaboration], *Precision measurement of the neutron spin asymmetry A_{1n} and spin flavor decomposition in the valence quark region*, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, (2004) 012004.
6. D. Flay, et al., [Jefferson Lab Hall A Collaboration], *Measurements of d_2^n and A_1^n Probing the neutron spin structure*, *Phys. Rev.*, D **94**, (2016) 052003.
7. B. Lampe, E. Reya, *Spin physics and polarized structure functions*, *Phys. Rept.*, **332**, (2000) 1.
8. Claudio Ciofi degli, et al., *Nuclear effects in deep inelastic scattering of polarized electrons off polarized He-3 and the neutron spin structure functions*, *Phys. Rev.*, C **48**, (1993) R968-R972.
9. S. Atashbar Tehrani, A.N. Khorramian, *The Jacobi polynomials QCD analysis for the polarized structure function*, *JHEP*, **07**, 048 (2007).
10. A.N. Khorramian, et al, *Polarized Deeply Inelastic Scattering (DIS) Structure Functions for Nucleons and Nuclei*, *Phys. Rev.*, D **83**, 054017 (2011).
11. J. Blumlein, H. Bottcher, *QCD analysis of polarized deep inelastic data and parton distributions*, *Nucl. Phys.*, B **636**, (2002) 225.
12. M. Gluck, et al, *Models for the polarized parton distributions of the nucleon*, *Phys. Rev.*, D **63**, 094005 (2001).
13. H. Khanpour, S.T. Monfared, S. Atashbar Tehrani, *Study of spin-dependent structure functions of ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ at NNLO approximation and corresponding nuclear corrections*, *Phys. Rev.*, D **96**(7), 074037 (2017).
14. M. Salajegheh, et al, *Analytical approaches to the determination of spin-dependent parton distribution functions at NNLO approximation*, *Phys. Rev.*, C **97** (5), 055201 (2018).
15. H. Nematollahi, et al, *Polarized parton distribution functions: parametrization and transverse momentum dependence*, *Eur. Phys. J.*, C **81**(1), 18 (2021).
16. F. Arbabifar, Ali N. Khorramian, M. Soleymaninia, *QCD analysis of polarized DIS and the SIDIS asymmetry world data and light sea-quark decomposition*, *Phys. Rev.*, D **89**, 034006 (2014).
17. D. de Florian, G.A. Navarro, R. Sassot, *Sea quark and gluon polarization in the nucleon at NLO accuracy*, *Phys. Rev.*, D **71**, 094018 (2005).
18. E. Leader, A.V. Sidorov, D.B. Stamenov, *Determination of polarized parton densities from a QCD analysis of inclusive and semi-inclusive deep inelastic scattering data*, *Phys. Rev.*, D **82**, 114018 (2010).
19. A. Vogt, *Efficient evolution of unpolarized and polarized parton distributions with QCD-PEGASUS*, *Comput. Phys. Commun.*, **170**, 65 (2005).
20. A. Piccione, G. Ridolfi, *Target mass effects in polarized deep-inelastic scattering*, *Nucl. Phys.*, B **513**, 301 (1998).
21. F.R.P. Bissey, A.W. Thomas, I.R. Afnan, *Structure functions for the three nucleon system*, *Phys. Rev.*, C **64**, (2001) 024004.
22. M.M. Yazdanpanah, et al, *He-3 and H-3 polarized structure functions, using the constituent quark model*, *Nucl. Phys.*, A **831**, 243-262 (2009).
23. C. Boros, et al, *Role of the Delta (1232) in DIS on polarized He-3 and extraction of the neutron spin structure function g_1* , *Phys. Rev.*, D **64**, (2001) 014025.
24. C. Ciofi degli Atti, et al, *Nuclear effects in deep inelastic scattering of polarized electrons off polarized He-3 and the neutron spin structure functions*, *Phys. Rev.*, C **48**, R968 (1993).

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

فاطمه اربابی فر، شاهین آتشبار تهرانی (۱۴۰۲)، تأثیر تجزیه‌ی کوارک‌های قطبیده‌ی سبک دریا بر هسته‌های ${}^3\text{H}$ و ${}^3\text{He}$ ، ۱۰۵، ۱۶-۹

DOI: 10.24200/nst.2022.1106.1733

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1462.html

