J. of Nucl Sci. and Tech.
84, 2018, 9-18

مجله‌ی علوم و فنون هسته‌ای
۸۴، ۱۳۹۷، ۹-۱۸

مطالعه‌ی تابع‌های ساختار قطبیده‌ی هسته‌های هلیم-۳ و تریتیم در تقریب سوم نمودار فاینمن

حمزه خانپور*[۱]، سارا طاهری منفرد[۲]، شاهین آتشبار تهرانی[۳]

۱. گروه فیزیک، دانشگاه علم و فناوری مازندران، صندوق پستی: ۴۸۵۱۸۷۸۹۵، مازندران ـ ایران
۲. پژوهشکده ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)، صندوق پستی: ۱۹۳۹۵۵۵۳۱، تهران ـ ایران
۳. گروه فیزیک، دانشگاه آزاد یزد، کدپستی: ۸۹۱۶۸۷۱۹۶۷، یزد ـ ایران

چکیده: پراکندگی ناکشسان عمقی (غیرسطحی) لپتون‌ها از نوکلئون یکی از روش‌های جدید برای درک ساختار داخلی پیچیده‌ی نوکلئون‌ها در برخورددهنده‌های لپتونی و هادرونی حال حاضر و نسل آینده است. علاوه بر این، پراکندگی لپتون‌های قطبیده از هدف‌های نوکلئونی و هسته‌های سبک قطبیده فرصت مناسبی را برای مطالعه‌ی ساختار اسپینی آن‌ها فراهم می‌آورد. در این مقاله، تابع‌های ساختار قطبیده‌ی نوکلئون‌ها توسط چندجمله‌ای ژاکوبی برازش شده و تصحیح‌های ناشی از اثرهای جرمی TMCs و پیچش‌های مرتبه‌های بالاتر HT در تقریب سوم نمودار فایمن مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در نهایت تابع‌های ساختار قطبیده‌ی هسته‌های سبک هلیم-۳ $g_1^{^3He}(x,Q^2)$ و تریتیم $g_1^{^3H}(x,Q^2)$ در تقریب سوم نمودار فایمن با استفاده از قضیه‌ی پیچش استخراج شده‌اند. برای بررسی اعتبار تجزیه و تحلیل انجام شده، مقایسه‌ی کامل و دقیقی بین نتایج به دست آمده با داده‌های تجربی به روز قطبیده انجام شده است. نتایج به دست آمده سازگاری بسیار بالایی را با مدل‌های پدیده‌شناسی موجود و داده‌های تجربی نشان می‌دهد.

کلیدواژه‌ها: ***تابع ساختار قطبیده‌ی، تصحیح‌های مرتبه‌ی سوم، نمودارهای فاینمن، رهیافت چندجمله‌ای ژاکوبی***

Study of Polarized Structure Functions of ^{3}He and ^{3}H in NNLO Approximation

H. Khanpour*[1], S. Taheri Monfared[2], Sh. Atashbar Tehrani[3]
1. Department of Physics, University of Science and Technology of Mazandaran, P.O.Box: 4851878195, Mazandaran -Iran
2. School of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), P.O.Box: 193955531, Tehran-Iran
3. Department of Physics, Islamic Azad University, Postcode: 8916871967, Yazd-Iran

Abstract: Experiments utilizing the deep inelastic scattering of leptons from nucleons have been one of the modern tools to understand the complex structure of nucleons in recent and future lepton and hadron colliders. In addition, scattering of polarized leptons from polarized nucleons and polarized light nuclear targets provides us the possibility to probe the spin structure of the nucleon. In this paper, the polarized structure functions of the nucleon are computed using the Jacobi polynomial approach. The effect of considering non-perturbative target mass corrections (TMCs) as well as higher twist (HT) terms are studied at next-to-next-to leading order (NNLO) accuracy. Finally we calculated the polarized light nuclear structure functions for ^{3}He and ^{3}H at NNLO approximation, using the convolution of the light cone momentum distributions with the polarized structure of the free proton and neutron. The stability and reliability of the results are ensured by a detailed comparison with the available and up-to-date polarized DIS data. Based on our obtained results the predictions are in satisfactory agreement with all data analyzed and other phenomenological models in the literature.

Keywords: ***Polarized Structure Function, 3-Loop Corrections, Feynman Diagrams, Jacobi Polynomial Approach***

*Email: hamzeh.khanpour@mail.ipm.ir
تاریخ دریافت مقاله: ۹۶/۱/۱۸ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۶/۶/۲۷

۱. مقدمه

یکی از چالش‌های بنیادی فیزیک ذرات انرژی- بالا مطالعه‌ی ساختار اسپینی پروتون، نوترون و هسته‌ها برحسب کوارک‌ها و گلئون‌های تشکیل‌دهنده‌ی آن‌ها است. آزمایش اصلی پاسخ‌دهنده به این سئوالات، آزمایش پراکندگی ناکشسان عمقی لپتون‌ها از هدف‌های قطبیده است. این هدف‌های قطبیده عموماً پروتون و هسته‌های سبکی مثل دوترون و هلیم-۳ (^{3}He) هستند، $e + {}^{3}He \rightarrow e + X$. از اواخر سال ۱۹۷۰، این نوع پراکندگی‌ها امکان مطالعه‌ی ساختار اسپینی نوکلئون‌ها را برحسب تابع‌های ساختار قطبیده‌ی g_1 و g_2 فراهم آورده است.

هدف اصلی در این آزمایش‌ها بررسی مقدار کسر اسپینی نوکلئون‌ها است که توسط کوارک‌ها و گلئون‌ها حمل می‌شود. از آن‌جایی که طول عمر نوترون آزاد کم‌تر از ۱۵ دقیقه است، هدف نوترونی آزاد کاربردی نیست و برای تعیین تابع ساختار نوترون قطبیده از هدف‌های هلیمی قطبیده استفاده می‌شود. عمده‌ی آزمایش‌های مربوط به تابع‌های ساختار اسپینی هسته‌ها در آزمایش HERMES در DESY [۱]، E154 و E142 در SLAC [۲-۴]، JLAB E99-117 و Hall A در Jefferson Lab [۵-۷] صورت می‌گیرد که در آن‌ها از هلیم قطبیده به عنوان هدف استفاده می‌شود. هدف‌های NH_3 و ND_3 قطبیده نیز در آزمایش‌های پراکندگی ناکشسان E143 در SLAC مورد استفاده قرار گرفته‌اند [۸]. در کنار تلاش‌های دقیق تجربی صورت گرفته، مطالعه‌های گسترده‌ای نیز از لحاظ نظری برای بررسی ساختار اسپینی نوکلئون‌ها و هسته‌های قطبیده انجام شده است. بیش‌تر این تلاش‌ها با تمرکز بر روی تابع‌های ساختار قطبیده‌ی طولی g_1 و g_2 و با در نظر گرفتن تصحیح‌های ناشی از جرم هدف و پیچش‌های مرتبه‌ی بالا صورت پذیرفته است [۹، ۱۰]. در این مقاله، برای اولین بار در تقریب سوم نمودار فاینمن تابع‌های توزیع قطبیده‌ی پارتون‌ها از تجزیه و تحلیل داده‌های تجربی موجود استخراج شده و در نهایت تابع ساختار پروتون و نوترون و هم‌چنین دوترون در این تقریب توسط چندجمله‌ای ژاکوبی مورد محاسبه قرار گرفته‌اند. تصحیح‌های وابسته به اثرهای جرمی[۱] (TMCs) و هم‌چنین اثرهای پیچش بالاتر[۲] (HT) در این تحلیل در نظر گرفته شده است. در پایان، تابع ساختار قطبیده‌ی هسته‌های سبک هلیم-۳ (^{3}He) و تریتیم (^{3}H) در تقریب سوم نمودار فاینمن با استفاده از قضیه‌ی پیچش استخراج شده‌اند.

۲. معرفی چارچوب نظری تحلیل

تابع ساختار قطبیده را در فضای گشتاور می‌توان تا تقریب NNLO[۳] به صورت زیر بیان کرد

$$
\begin{aligned}
g_1^p(x,Q^2) &= \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \Delta q_{NS}(x,Q^2)\otimes \\
&\left(1+\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta C_q^{(1)}+\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\right)^2\Delta C_{NS}^{(2)}\right) \\
&+e_q^2(\Delta q_s+\Delta\bar{q}_s)(x,Q^2)\otimes \\
&\left(1+\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta C_q^{(1)}+\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\right)^2\Delta C_s^{(2)}\right) \\
&+\frac{2}{9}\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta C_g^{(1)}+\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\right)^2\Delta C_g^{(2)}\right) \\
&\otimes\Delta g(x,Q^2)
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

که در آن ΔC_q و ΔC_g ضریب‌های ویلسون کوارک و گلئون‌اند که تا تقریب دوم و سوم نمودار فاینمن قابل محاسبه هستند [۱۱، ۱۲]. Δq و $\Delta\bar{q}$ و Δg تابع‌های توزیع کوارک و گلئون‌اند و نماد $\otimes$ نیز نمایش‌گر ضرب پیچش است. پس از انجام تحول بر روی تابع‌های ساختار در فضای گشتاور می‌توان با استفاده از راهکار چندجمله‌ای ژاکوبی تابع‌های ساختار را در فضای x تعیین کرد. در این روش تابع ساختار قطبیده‌ی نوکلئون‌ها به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۳-۱۸]

$$
\begin{aligned}
xg_1^{\tau 2}(x,Q^2) &= x^{\beta}(1-x)^{\alpha}\sum_{n=0}^{N_{max}}\Theta_n^{\alpha,\beta}(x) \\
&\times\sum_{j=0}^{n}c_j^{(n)}(\alpha,\beta)M\,[xg_1^{\tau 2},j+2](Q^2)
\end{aligned}
\qquad (2)
$$

که در آن $N_{max} = 7$ و هم‌چنین $\alpha = 7$ و $\beta = 0.5$، [۱۶-۱۸]. در این مقاله تصحیح‌های مربوط به جرم هدف بر روی تابع‌های ساختار قطبیده‌ی نوکلئون‌ها و تابع‌های توزیع قطبیده نیز مورد مطالعه قرار گرفته است. برای در نظر گرفتن این تصحیح‌ها در تابع ساختار قطبیده‌ی g_1 خواهیم داشت [۱۹-۲۴]،

$$g_1^{\tau 2+\mathrm{TMCs}}(x,Q^2)=\frac{xg_1^{\tau 2}(\xi,Q^2;M=0)}{\xi(1+4M^2x^2/Q^2)^{3/2}}$$
$$+\frac{4M^2x^2}{Q^2}\frac{(x+\xi)}{\xi(1+4M^2x^2/Q^2)^2}\int_\xi^1\frac{d\xi'}{\xi'}g_1^{\tau 2}(\xi',Q^2;M=0)$$
$$-\frac{4M^2x^2}{Q^2}\frac{(2-4M^2x^2/Q^2)}{2(1+4M^2x^2/Q^2)^{5/2}}$$
$$\times\int_\xi^1\frac{d\xi'}{\xi'}\int_{\xi'}^1\frac{d\xi''}{\xi''}g_1^{\tau 2}(\xi'',Q^2;M=0). \qquad (3)$$

و هم‌چنین برای تابع ساختار قطبیده‌ی g_2 داریم

$$g_2^{\tau 2+\mathrm{TMCs}}(x,Q^2)=-\frac{xg_1^{\tau 2}(\xi,Q^2;M=0)}{\xi(1+4M^2x^2/Q^2)^{3/2}}$$
$$+\frac{x(1-4M^2x\xi/Q^2)}{\xi(1+4M^2x^2/Q^2)^2}\int_\xi^1\frac{d\xi'}{\xi'}g_1^{\tau 2}(\xi',Q^2;M=0)$$
$$+\frac{3}{2}\frac{4M^2x^2/Q^2}{(1+4M^2x^2/Q^2)^{5/2}}$$
$$\times\int_\xi^1\frac{d\xi'}{\xi'}\int_{\xi'}^1\frac{d\xi''}{\xi''}g_1^{\tau 2}(\xi'',Q^2;M=0) \qquad (4)$$

برای در نظر گرفتن اثرهای وابسته به پیچش‌های مرتبه‌ی بالا، رابطه‌ی زیر را تعریف می‌کنیم [۲۴]

$$g_2^{\tau 3}(x)=A_{\mathrm{HT}}[\ln(x)+(1-x)+\frac{1}{2}(1-x)^2]$$
$$+(1-x)^3[B_{\mathrm{HT}}+C_{\mathrm{HT}}(1-x)+D_{\mathrm{HT}}(1-x)^2$$
$$+E_{\mathrm{HT}}(1-x)^3]. \qquad (5)$$

با مشخص شدن تابع ساختار $g_2^{\tau 3}$ می‌توان تابع ساختار $g_1^{\tau 3}$ را نیز با کمک رابطه‌ی زیر تعیین کرد [۲۳]

$$g_1^{\tau 3}(x,Q^2)=\frac{4x^2M^2}{Q^2}[g_2^{\tau 3}(x,Q^2)-2\int_x^1\frac{dy}{y}g_2^{\tau 3}(y,Q^2)] \qquad (6)$$

در نهایت با در نظر گرفتن تصحیح‌های ذکر شده، شکل کلی تابع‌های ساختار قطبیده‌ی g_1 و g_2 به صورت زیر است

$$xg_{1,2}^{\mathrm{Full=pQCD+TMC+HT}}(x,Q^2)=$$
$$xg_{1,2}^{\tau 2+\mathrm{TMCs}}(x,Q^2)+xg_{1,2}^{\tau 3}(x,Q^2) \qquad (7)$$

تابع‌های توزیع پارتونی قطبیده برای توزیع ظرفیت، دریا و گلئون را به صورت استاندارد زیر انتخاب می‌نماییم

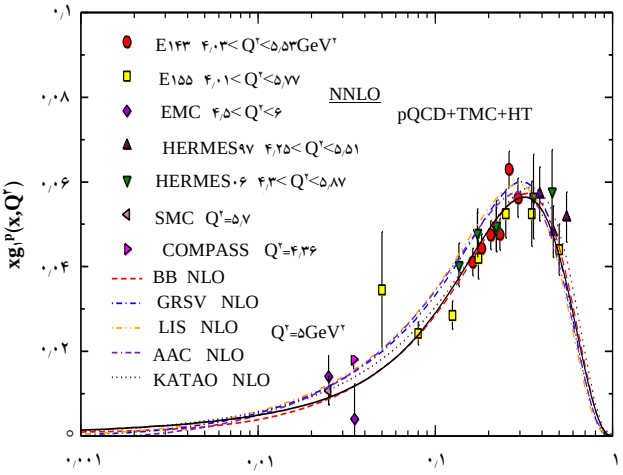
$$x\Delta q(x,Q_0^2)=N_q\eta_q x^{\alpha_q}(1-x)^{\beta_q}(1+\gamma_q x) \qquad (8)$$

ضریب‌های بهنجارش N_q از رابطه‌ی زیر تعیین می‌شوند

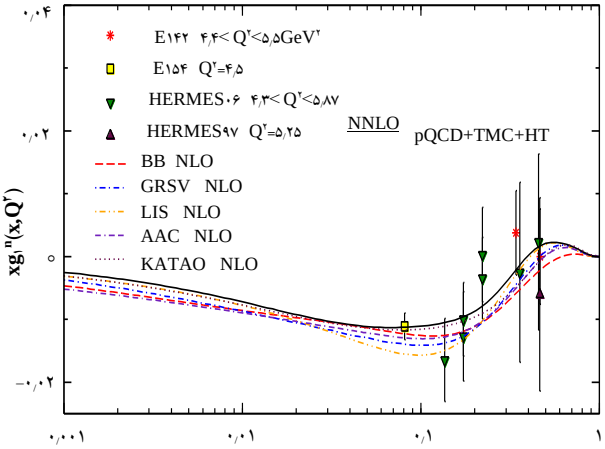
$$\frac{1}{N_q}=\left(1+\gamma_q\frac{\alpha_q}{\alpha_q+\beta_q+1}\right)B\left(\alpha_q,\beta_q+1\right) \qquad (9)$$

برای انجام برازش، طیف وسیعی از داده‌های تجربی قطبیده در این تحلیل مورد استفاده قرار گرفته است. این داده‌ها عموماً مربوط به آزمایش‌های SLAC، HERMES، SMC، COMPASS و JLAB هستند [۱۴، ۱۵].

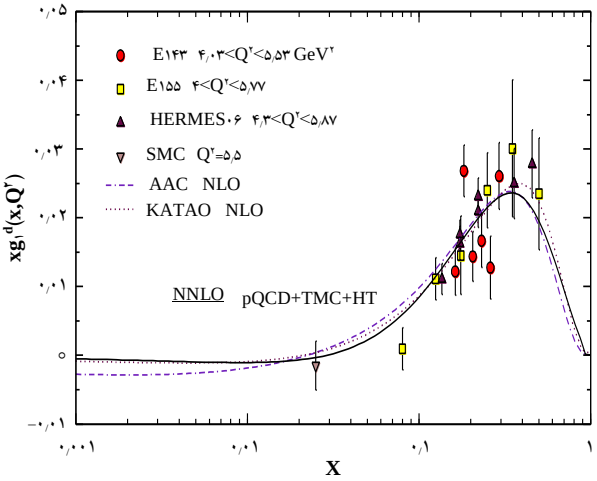
با کمک این داده‌های تجربی، پارامترهای تابع‌های توزیع پارتونی قطبیده‌ی رابطه‌ی ۸ و پارامترهای پیچش‌های مرتبه‌ی بالای رابطه‌ی ۵ قابل استخراج خواهند بود. مقدار ثابت جفت‌شدگی به دست آمده از این تحلیل برابر با $\alpha_s(M_Z^2)=0.1157\pm0.028$ است [۱۵]. در شکل‌های ۱، ۲ و ۳ تابع‌های ساختار قطبیده‌ی پروتون، نوترون و دوترون با در نظر گرفتن تصحیح‌های مربوط به اثرهای جرمی و هم‌چنین پیچش‌های مرتبه‌ی بالاتر در تقریب NNLO و در انرژی $Q^2=5\mathrm{GeV}^2$ نشان داده شده است. برای مقایسه، نتایج گروه‌های پدیده‌شناختی مختلف به همراه طیف گسترده‌ای از داده‌های تجربی نیز نمایش داده شده است. مقایسه‌ی انجام شده سازگاری بالای نتایج با مدل‌های موجود و داده‌های تجربی را به خوبی نشان می‌دهد.



شکل ۱. تابع ساختار قطبیده‌ی پروتون در مقایسه با مدل‌های پدیده‌شناختی موجود و داده‌های تجربی.



شکل ۲. تابع ساختار قطبیده‌ی نوترون در مقایسه با مدل‌های پدیده‌شناختی موجود و داده‌های تجربی.



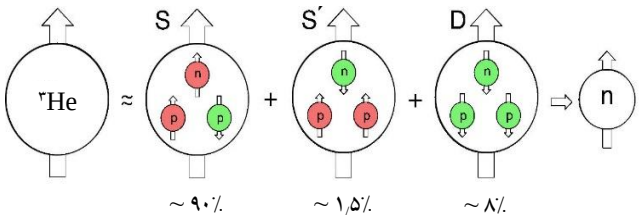
شکل ۳. تابع ساختار قطبیده‌ی دوترون در مقایسه با مدل‌های پدیده‌شناختی موجود و داده‌های تجربی.

۳. بررسی تابع ساختار هسته‌ی هلیم -۳ و تریتیم

با در دست داشتن داده‌های تجربی پراکندگی ناکشسان عمق قطبیده‌ی الکترون و هسته و تحلیل این داده‌ها، می‌توان درک بهتری از ساختار هسته‌ها به دست آورد. از جمله‌ی هسته‌های مهمی که در فرایند پراکندگی ناکشسان عمق مورد مطالعه قرار می‌گیرند هسته‌های هلیم -۳ و تریتیم هستند. همان‌طور که اشاره شد رفتار نوکلئون‌های آزاد متفاوت از نوکلئون‌های مقید در هسته است، که این موضوع به دلیل وجود خواصی هم‌چون حرکت فرمی نوکلئون‌ها در داخل هسته، بستگی هسته‌ای، اثرهای سایه‌زنی هسته‌ای و درجه‌های آزادی غیرنوکلئونی است. بنابراین یک بررسی کامل و جامع از اثرهای هسته‌ای فوق برای مطالعه‌ی ساختار هسته‌ها در فرایند ناکشسان عمق قطبیده‌ی لپتون- هسته و استخراج داده‌های تجربی در تمامی نواحی $10^{-4} \le x \le 0.8$ برای این فرایندها مورد نیاز است. برای چنین مطالعه‌ای فرض می‌شود که مطابق شکل ۴ تابع موج ^{3}He از حالت‌های S، S' و D تشکیل شده است. هسته‌ی ^{3}He دارای دو پروتون و یک نوترون است و وقتی در حالت قطبیده مورد بررسی قرار می‌گیرد دو پروتون هسته‌ی هلیم-۳ با اسپین بالا و پایین اثر یک‌دیگر را خنثی می‌کنند و سهم اسپینی هسته ناشی از اسپین نوترون خواهد بود و در نتیجه شکل تابع ساختار هسته‌ی هلیم-۳ قطبیده مشابه شکل تابع ساختار نوترون قطبیده است. در نقطه‌ی مقابل، تریتیم (^{3}H) دارای دو نوترون و یک پروتون است که دو نوترون دارای اسپین مخالف بوده و اثر یک‌دیگر را خنثی می‌کنند و در نتیجه سهم اسپینی هسته‌ی تریتیم ناشی از اسپین پروتون داخل آن خواهد بود و در این حالت رفتار تابع ساختار تریتیم شبیه به تابع ساختار پروتون خواهد بود.

همان‌طور که در شکل ۴ مشخص است دو پروتون با اسپین بالا و پایین به همراه نوترون با اسپین بالا با احتمال ۹۰٪ در حالت پایه‌ی S در کنار یک‌دیگر قرار می‌گیرند و با احتمال‌های کم‌تری حالت‌های دیگر S' و D را تشکیل می‌دهند. در نتیجه می‌توان بدون در نظر گرفتن حالت‌های S' و D تابع‌های ساختار هسته‌ی هلیم-۳ را در حالت پایه با تقریب نسبتاً خوبی فرمول‌بندی کرد و احتمال به دست آوردن توزیع پروتون و نوترون را در داخل هسته در حالت پایه مورد بررسی قرار داد. در این رویکرد، تابع ساختار قطبیده‌ی هسته‌ی هلیم -۳ به صورت ضرب پیچشی تابع‌های ساختار قطبیده‌ی نوترون g_1^n و پروتون g_1^p با توزیع تکانه‌ی نوکلئون وابسته به اسپین $\Delta f^N_{^3He}(y)$ نوشته می‌شود

$$g_1^{^3He} = \int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f^{n}_{^3He}(y) g_1^{n}(x/y) + 2\int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f^{p}_{^3He}(y) g_1^{p}(x/y) \qquad (10)$$



شکل ۴. هسته‌ی هلیم-۳ سه‌ذره‌ای با احتمال‌های متفاوت در ترازهای هسته‌ای مختلف.

حرکت نوکلئون‌ها در داخل هسته (حرکت فرمی) و بستگی آن‌ها به هم از طریق توزیع تکانه‌ی نوترون $\Delta f^{n}_{^{3}He}$ و پروتون $\Delta f^{p}_{^{3}He}$ مدل‌سازی می‌شود. در نتیجه برای به دست آوردن تابع ساختار قطبیده‌ی هلیم-۳، ابتدا باید توزیع نوکلئون‌ها در داخل هسته را تعیین کرد که این تابع‌ها در مرجع‌های [۲۵-۲۸] محاسبه شده و در دسترس هستند. با کمک داده‌های ارایه شده در این مرجع‌ها، توزیع تکانه‌ی نوترون $\Delta f^{n}_{^{3}He}$ و پروتون $\Delta f^{p}_{^{3}He}$ در داخل هسته تعیین شد که در شکل‌های ۵ و ۶ نمایش داده شده‌اند. برای هر دوی آن‌ها، قله‌ی تیزی در حوالی $y \approx 1$ انتظار می‌رود. با مشخص شدن شکل این تابع‌های توزیع تکانه‌ی نوکلئون‌ها در هسته، می‌توان با استفاده از رابطه‌ی ۱۰ و با در دست داشتن تابع‌های ساختار پروتون و نوترون آزاد در تقریب سوم NNLO، تابع ساختار هسته‌ی هلیم -۳ سه‌ذره‌ای و تریتیم را به دست آورد.

نکته‌ی مهم این است که در تقریب مرتبه‌ی اول، تابع موج حالت پایه‌ی هسته‌ی هلیم-۳ (S)، تابع موج تنها نوترون قطبیده‌ی موجود بوده و سهم اسپینی هسته از نوترون آن ناشی می‌شود. توصیف واقعی‌تر تابع موج هلیم-۳ این است که حالت‌های بالاتر S' و D نیز وجود دارند که باید در نظر گرفته شوند. با در نظر گرفتن قطبش مؤثر نوترون‌ها (و پروتون‌ها) در داخل هسته‌ی قطبیده‌ی هلیم-۳ می‌توان رابطه‌ی ۱۰ را به صورت زیر بازنویسی کرد

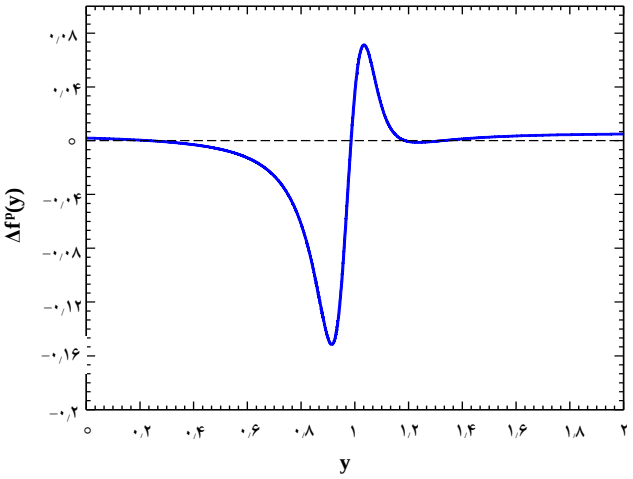
$$g_1^{^3He} = P_n g_1^n + 2P_p g_1^p \qquad (11)$$

که قطبش مؤثر پروتون P_p و نوترون P_n از رابطه‌ی زیر تعیین می‌شود

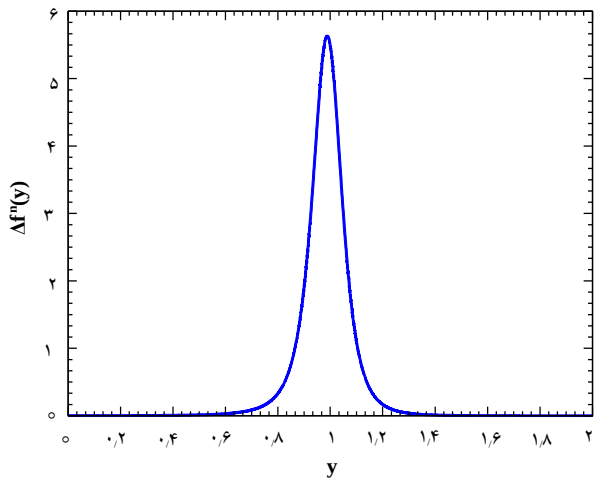
$$p_{n,p} = \int_0^3 dy \Delta f_{n,p/^3He}(y) \qquad (12)$$

که مقدارهای تعیین شده برای پروتون، $P_p = -0.028 \pm 0.004$ و نوترون، $P_n = 0.86 \pm 0.02$ است [۲۵، ۲۹، ۳۰]. در نتیجه تابع ساختار قطبیده‌ی هلیم -۳ را می‌توان برحسب تابع‌های ساختار اسپینی نوکلئون‌های خارج پوسته‌ی بسته[۴] به صورت زیر بیان کرد

$$g_1^{^3He} = \int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f^{n}_{^3He}(y) \tilde{g}_1^n(x/y) + 2\int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f^{p}_{^3He}(y) \tilde{g}_1^p(x/y) \qquad (13)$$



شکل ۵. توزیع تکانه‌ی پروتون در داخل هسته‌ی هلیم-۳، $\Delta f^{p}_{^3He}$.



شکل ۶. توزیع تکانه‌ی نوترون در داخل هسته‌ی هلیم-۳، $\Delta f^{n}_{^3He}$.

علاوه بر تصحیح‌هایی که مورد بحث قرار گرفت، در محاسبه‌های مختلفی نشان داده شده است که تصحیح‌های درجه‌های آزادی غیرنوکلئونی همانند پیون‌ها، مزون‌های برداری و ایزوبارهای $g_1^{n\to\Delta^0}$ نقش بسیار مهمی را در محاسبه‌های مشاهده‌پذیرهای فیزیک هسته‌ای انرژی- پایین ایفا می‌کنند [۳۱-۳۴]. مسأله‌ی مهمی که در هسته وجود دارد این است که با انتقالی به صورت $n \to \Delta^0$ و هم‌چنین $p \to \Delta^+$ مواجه خواهیم شد که باید در محاسبه‌های تابع‌های ساختار هسته‌های سبکی مثل هلیم-۳ در نظر گرفته شوند. در نتیجه تابع‌های ساختاری به صورت $g_1^{n\to\Delta^0}$ و هم‌چنین $g_1^{p\to\Delta^+}$ در محاسبه‌ها ظاهر می‌شوند که به تصحیحی برای تابع‌های ساختار هسته‌های سه‌ذره‌ای منجر خواهند شد. با انجام محاسبه‌ها خواهیم داشت

$$\delta g_1^{\Delta} = \pm[2P_{n\to\Delta^0} g_1^{n\to\Delta^0} + 2P_{p\to\Delta^+} g_1^{p\to\Delta^+}] \qquad (14)$$

که با در نظر گرفتن تصحیح‌های درجه‌های آزادی غیرنوکلئونی، تابع ساختار هلیم -۳ قطبیده به صورت زیر بیان می‌شود

$$g_1^{^3He} = \int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3He}^{n}(y)\tilde{g}_1^{n}(x/y) + 2\int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3He}^{p}(y)\tilde{g}_1^{p}(x/y) - 0.014\left(\tilde{g}_1^{p}(x) - 4\tilde{g}_1^{n}(x)\right) \qquad (۱۵)$$

که جمله‌ی آخر در آن، تنها برای مقدارهای بزرگ متغیر بیورکن $0.2 \le x \le 0.8$ مقدار قابل‌ملاحظه‌ای خواهد داشت. مطالعه‌های انجام شده در فرایندهای پراکندگی ناکشسان میون‌ها از هدف‌های هسته‌ای غیرقطبیده نشان داده است که این هدف‌های هسته‌ای در ناحیه‌های کوچک متغیر x بیورکن تحت تأثیر تصحیح‌های وابسته به سایه‌افکنی و پادسایه‌افکنی[۵] هسته‌ای قرار می‌گیرند [۳۵، ۳۶]. اثرسایه‌افکنی هسته‌ای در ناحیه‌های $10^{-4} \le x \le 0.07$ و اثر پادسایه‌افکنی هسته‌ای در ناحیه‌های $0.07 \le x \le 0.2$ غالب است. در نهایت تابع ساختار هسته‌ی هلیم -۳ قطبیده با در نظر گرفتن این تصحیح به صورت

$$g_1^{^3He} = \int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3He}^{n}(y)\tilde{g}_1^{n}(x/y) + 2\int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3He}^{p}(y)\tilde{g}_1^{p}(x/y) - 0.014\left(\tilde{g}_1^{p}(x) - 4\tilde{g}_1^{n}(x)\right) + a^{sh}(x)g_1^{n}(x) + b^{sh}(x)g_1^{p}(x) \qquad (۱۶)$$

بیان می‌شود. همان‌طور که اشاره شده همانند هدف‌های هسته‌ای غیرقطبیده، هدف‌های هسته‌ای قطبیده هم‌چون هلیم -۳ و تریتیم نیز در آزمایش‌های پراکندگی ناکشسان عمق مورد استفاده قرار می‌گیرند. اما با توجه به این‌که داده‌های گزارش شده برای این آزمایش‌ها، برخلاف فرایندهای غیرقطبیده، به حد xهای بسیار کوچک نمی‌رسد در نتیجه اثر سایه‌افکنی هسته‌ای قابل صرف‌نظر کردن خواهد بود. از طرفی با توجه به این‌که مطالعه‌ی انجام شده در این مقاله نیز برای حد $x \ge 0.2$ انجام شده است می‌توان از اثر پادسایه‌افکنی هسته‌ای نیز صرف‌نظر کرد.

رابطه‌ی ۱۶ بر مبنای تابع‌های ساختار توزیع نوکلئون‌ها در هسته و هم‌چنین تابع ساختار پروتون و نوترون آزاد بیان شده است. می‌توان این رابطه را برای تابع ساختار تریتیم نیز تعمیم داد

$$g_1^{^3H} = \int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3H}^{n}(y)\tilde{g}_1^{p}(x/y) + 2\int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3H}^{p}(y)\tilde{g}_1^{n}(x/y) + 0.014\left(\tilde{g}_1^{p}(x) - 4\tilde{g}_1^{n}(x)\right) + a^{sh}(x)g_1^{n}(x) + b^{sh}(x)g_1^{p}(x) \qquad (۱۷)$$

تابع‌های ساختار قطبیده $g_2^{^3He}$ و هم‌چنین $g_2^{^3H}$ نیز در تقریب NNLO توسط رابطه‌ی زیر بیان می‌شوند

$$g_2^{^3He} = \int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3He}^{n}(y)\tilde{g}_2^{n}(x/y) + 2\int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3He}^{p}(y)\tilde{g}_2^{p}(x/y) - 0.014\left(\tilde{g}_2^{p}(x) - 4\tilde{g}_2^{n}(x)\right) \qquad (۱۸)$$

و

$$g_2^{^3H} = \int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3H}^{n}(y)\tilde{g}_2^{p}(x/y) + 2\int_x^3 \frac{dy}{y} \Delta f_{^3H}^{n}(y)\tilde{g}_2^{n}(x/y) + 0.014\left(\tilde{g}_2^{p}(x) - 4\tilde{g}_2^{n}(x)\right) \qquad (۱۹)$$

به کمک تابع‌های توزیع تکانه‌ی نوکلئون‌ها در هسته Δf^N و با در اختیار داشتن تابع‌های ساختار قطبیده‌ی نوکلئون‌ها g_1 و g_2 می‌توان به کمک رابطه‌های ۱۶ تا ۱۹ تابع‌های ساختار قطبیده‌ی هسته‌های هلیم -۳ و تریتیم را استخراج کرد.

۴. بحث و نتیجه‌گیری

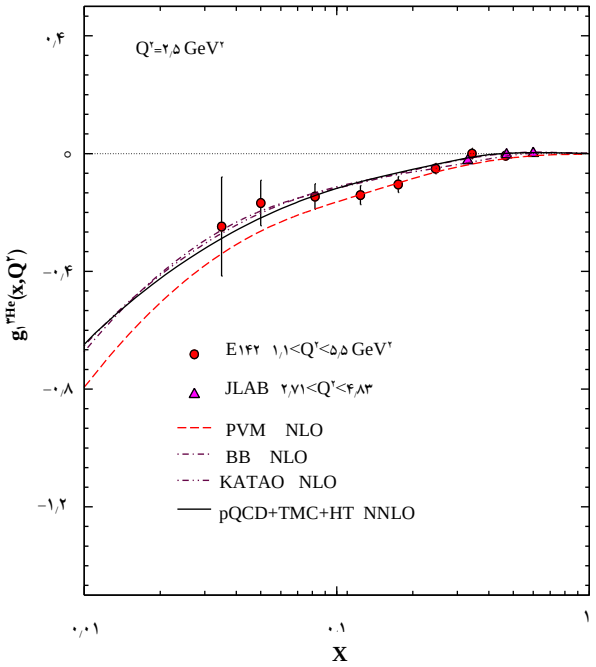
با کمک رابطه‌های ۱۶ تا ۱۹ می‌توان تابع‌های ساختار قطبیده‌ی $g_{1,2}^{^3He}$ و $g_{1,2}^{^3H}$ را با کمک تابع‌های ساختار قطبیده‌ی

نوکلئون‌ها و تابع‌های توزیع تکانه‌ی نوکلئون‌ها تعیین کرد. در شکل ۷ تابع‌های ساختار قطبیده‌ی به دست آمده برای هلیم-۳ در انرژی $Q^2 = 2.5\ GeV^2$ با داده‌های تجربی E۱۴۲ و JLAB مقایسه شده‌اند [۳۷، ۳۸]. همان‌طور که انتظار می‌رفت این تابع ساختار رفتاری مشابه با تابع ساختار نوترون از خود نشان می‌دهد. در این شکل نتایج مدل ولون قطبیده[۶] (PVM) [۳۹]، نتایج گروه BB [۴۰] و گروه KATAO [۴۱] نیز نشان داده شده است. لازم به ذکر است که این تحلیل‌ها در تقریب NNLO انجام شده و اثرهای تصحیح‌های جرمی و پیچش‌های مرتبه‌ی بالا در آن‌ها در نظر گرفته نشده است. در شکل ۸ تابع ساختار تریتیم به دست آمده از این تحلیل با نتایج مدل ولون قطبیده [۳۹]، گروه BB [۴۰] و گروه KATAO [۴۱] مقایسه شده است. رفتار پروتون-گونه‌ی تابع ساختار قطبیده‌ی تریتیم به خوبی مشاهده می‌شود.

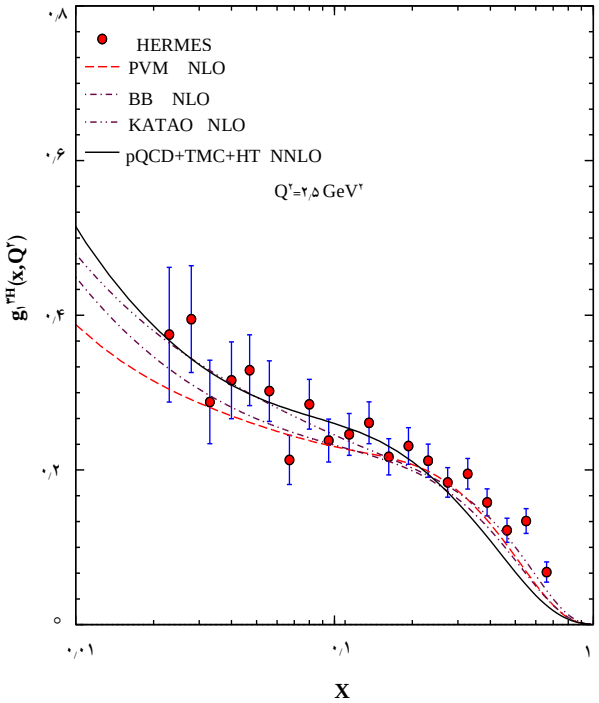
در شکل‌های ۹ و ۱۰ تابع‌های ساختار قطبیده‌ی $g_1^{^3He}$ و $g_2^{^3He}$ هلیم -۳ با جدیدترین داده‌های تجربی JLAB [۷] و E۱۴۲ مقایسه شده‌اند. نتایج سازگاری بسیار بالایی را با مدل‌های پدیده‌شناختی موجود و همین‌طور داده‌های تجربی جدید نشان می‌دهند.

در شکل ۱۱ تابع‌های ساختار قطبیده‌ی هلیم -۳ استنتاج شده از معادله‌های ۱۳ و ۱۵ با و بدون تصحیح‌های مربوط به درجه‌های آزادی غیرنوکلئونی با هم و نیز با داده‌های تجربی گروه‌های E۱۴۲ و JLAB نیز مقایسه شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود این تصحیح‌ها باعث کاهش مقدار تابع توزیع قطبیده‌ی گلئون در محدوده‌ی $0.07 \le x \le 0.2$ شده است.

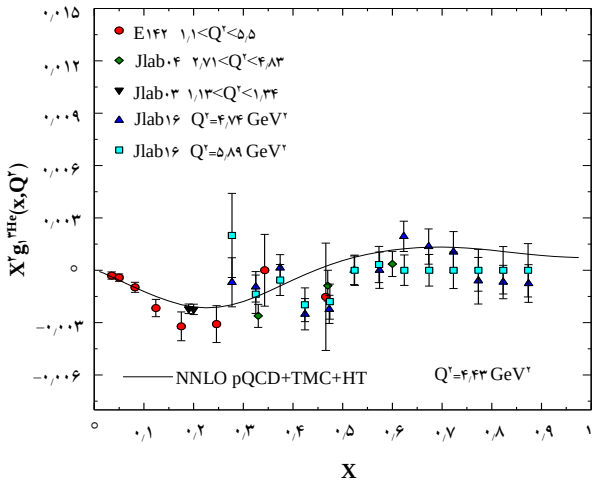
در این مقاله نشان داده شد که تصحیح‌های تابع‌های ساختار قطبیده‌ی هسته‌ها، به دلیل حرکت فرمی نوکلئون‌ها در داخل هسته، بستگی هسته‌ای، اثرهای سایه‌زنی هسته‌ای و درجه‌های آزادی غیرنوکلئونی نقش بسیار مهمی را در تحلیل و مطالعه‌ی این هسته‌ها ایفا می‌کنند.



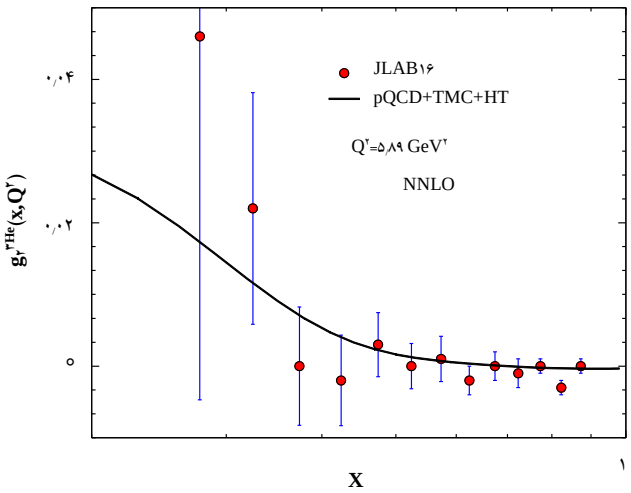
شکل ۷. تابع ساختار قطبیده‌ی هلیم-۳ در مقایسه با داده‌های تجربی JLAB و E۱۴۲ و گروه‌های پدیده‌شناختی مختلف.



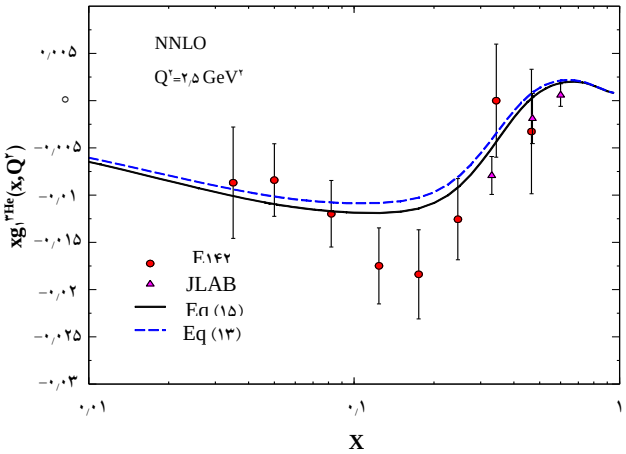
شکل ۸. تابع ساختار قطبیده‌ی تریتیم در مقایسه با داده‌های تجربی HERMES و گروه‌های پدیده‌شناختی مختلف.



شکل ۹. تابع ساختار قطبیده‌ی هلیم-۳، $g_1^{^3He}$ در مقایسه با جدیدترین داده‌های تجربی E۱۴۲ و JLAB [۷].



شکل ۱۰. تابع ساختار قطبیده‌ی هلیم-۳، $g_2^{^3He}$ در مقایسه با داده‌های تجربی JLAB [۷].



شکل ۱۱. تابع ساختار قطبیده‌ی هلیم-۳ با و بدون در نظر گرفتن درجه‌های آزادی غیرنوکلئونی در مقایسه با جدیدترین داده‌های تجربی E۱۴۲ و JLAB مقایسه شده است.

پی‌نوشت‌ها

1. Target Mass Correction (TMCs)
2. Higher Twist (HT)
3. Next-To-Next-To-Leading Order (NNLO)
4. Off Closed Shell
5. Shadowing and Antishadowing
6. Polarized Valon Model (PVM)

مرجع‌ها

[1] K. Ackerstaff, et al. [HERMES Collaboration], Measurement of the neutron spin structure function g_1^n with a polarized He-3 internal target, Phys. Lett. B **404** (1997) 383.

[2] K. Abe, et al. [E154 Collaboration], Measurement of the neutron spin structure function g_2^n and asymmetry A_2^n, Phys. Lett. B **404** (1997) 377.

[3] K. Abe, et al. [E154 Collaboration], Precision determination of the neutron spin structure function g_1^n, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 26.

[4] 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.

[5] X. Zheng, et al. [Jefferson Lab Hall A Collaboration], Precision measurement of the neutron spin asymmetries and spin-dependent structure functions in the valence quark region, Phys. Rev. C **70** (2004) 065207.

[6] X. Zheng, et al. [Jefferson Lab Hall A Collaboration], Precision measurement of the neutron spin asymmetry A_1^n and spin flavor decomposition in the valence quark region, Phys. Rev. Lett **92** (2004) 012004.

[7] 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.

[8] K. Abe, et al. [E143 Collaboration], Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g(1) and g(2), Phys. Rev. D **58** (1998) 112003.

[9] Y.X. Zhao, [Jefferson Lab Hall A Collaboration], Double Spin Asymmetries of Inclusive Hadron Electroproductions from a Transversely Polarized ^3He Target, Phys. Rev. C **92** (2015) 015207.

[10] C.A. Aidala, S.D. Bass, D. Hasch, G.K. Mallot, The Spin Structure of the Nucleon, Rev. Mod. Phys. **85** (2013) 655.

[11] B. Lampe, E. Reya, Spin physics and polarized structure functions, Phys. Rept. **332** (2000) 1.

[12] E.B. Zijlstra, W.L. Van Neerven, Order-α_s^2 corrections to the polarized structure function g_1, Nucl. Phys. B **417** (1994) 61.

[13] S.M. Moosavi Nejad, H. Khanpour, S. Atashbar Tehrani and M. Mahdavi, QCD analysis of nucleon structure functions in deep-inelastic neutrino-nucleon scattering: Laplace transform and Jacobi polynomials approach, Phys. Rev. C **94** (2016) 045201.

[14] F. Taghavi-Shahri, H. Khanpour, S. Atashbar Tehrani, Z. Alizadeh Yazdi, Next-to-next-to-leading order QCD analysis of spin-dependent parton distribution functions and their uncertainties: Jacobi polynomials approach, Phys. Rev. D **93** (2016) 114024.

[15] H. Khanpour, S. Taheri Monfared, S. Atashbar Tehrani, Nucleon spin structure functions at NNLO in the presence of target mass corrections and higher twist effects, Phys. Rev. D **95** (2017) 074006.

[16] H. Khanpour, A. Mirjalili, S. Atashbar Tehrani, Analytic derivation of the next-to-leading order proton structure function F_2^p based on the Laplace transformation, Phys. Rev. C **95** (2017) 035201.

[17] A.N. Khorramian, S. Atashbar Tehrani, S. Taheri Monfared, F. Arbabifar, F.I. Olness, Phys. Rev. D **83** 054017 (2011).

[18] A.N. Khorramian, H. Khanpour, S.A. Tehrani, Nonsinglet parton distribution functions from the precise next-to-next-to-next-to leading order QCD fit, Phys. Rev. D **81** (2010) 014013.

[19] Y.B. Dong, Target mass corrections to proton spin structure functions and quark-hadron duality, Phys. Lett. B **641** (2006) 272.

[20] Y.B. Dong, Target mass corrections and twist-3 in the nucleon spin structure functions, Phys. Lett. B **653** (2007) 18.

[21] Y.B. Dong, D.Y. Chen, Local quark-hadron duality of nucleon spin structure functions with target mass corrections, Nucl. Phys. A **791** (2007) 342.

[22] Y.B. Dong, Target mass corrections to matrix elements in nucleon spin structure functions, Phys. Rev. C **78** (2008) 028201.

[23] V.M. Braun, T. Lautenschlager, A.N. Manashov, B. Pirnay, Higher twist parton distributions from light-cone wave functions, Phys. Rev. D **83** (2011) 094023.

[24] S. Taheri Monfared, Z. Haddadi, A.N. Khorramian, Target mass corrections and higher twist effects in polarized deep-inelastic scattering, Phys. Rev. D **89** (2014) 074052.

[25] F.R.P. Bissey, A.W. Thomas, I.R. Afnan, Structure functions for the three nucleon system, Phys. Rev. C **64** (2001) 024004.

[26] F.R.P. Bissey, V.A. Guzey, M. Strikman, A.W. Thomas, Complete analysis of spin structure function g(1) of He-3, Phys. Rev. C **65** (2002) 064317.

[27] I.R. Afnan, F.R.P. Bissey, J. Gomez, A.T. Katramatou, S. Liuti, W. Melnitchouk, G.G. Petratos, A.W. Thomas, Deep inelastic scattering from A = 3 nuclei and the neutron structure function, Phys. Rev. C **68** (2003) 035201.

[28] S.A. Kulagin, W. Melnitchouk, Deuteron spin structure functions in the resonance and DIS regions, Phys. Rev. C **77** (2008) 015210.

[29] X. Yan, et al., [The Jefferson Lab Hall A Collaboration], First measurement of unpolarized SIDIS cross section and cross section ratios from a ^{3}He target, arXiv: 1610.02350 [nucl-ex].

[30] J.L. Friar, B.F. Gibson, G.L. Payne, A.M. Bernstein, T.E. Chupp, Neutron polarization in polarized He-3 targets, Phys. Rev. C **42** (1990) 2310.

[31] L. Frankfurt, V. Guzey, M. Strikman, The Nuclear effects in (g1 He-3) and the Bjorken sum rule for A=3, Phys. Lett. B **381** (1996) 379.

[32] T.Y. Saito, Y. Wu, S. Ishikawa, T. Sasakawa, Triton beta decay, Phys. Lett. B **242** (1990) 12.

[33] J. Carlson, D.O. Riska, R. Schiavilla, R.B. Wiringa, Weak proton capture reactions on 1H and 3He and tritium 2-beta decay, Phys. Rev. C **44** (1991) 619.

[34] C. Boros, V.A. Guzey, M. Strikman, A.W. Thomas, 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.

[35] P. Amaudruz, et al. [New Muon Collaboration], A Reevaluation of the nuclear structure function ratios for D, He, Li-6, C and Ca, Nucl. Phys. B **441** (1995) 3.

[36] M. Arneodo, et al. [New Muon Collaboration], The Structure Function ratios F_2(li)/F_2(D) and F_2(C)/F_2(D) at small x, Nucl. Phys. B **441** (1995) 12.

[37] 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.

[38] X. Zheng, et al. [Jefferson Lab Hall A Collaboration], Precision measurement of the neutron spin asymmetries and spin-dependent structure functions in the valence quark region, Phys. Rev. C **70** (2004) 065207.

[39] S. Atashbar Tehrani, A.N. Khorramian, The Jacobi polynomials QCD analysis for the polarized structure function, JHEP **0707** (2007) 048.

[40] J. Blumlein, H. Bottcher, QCD analysis of polarized deep inelastic data and parton distributions, Nucl. Phys. B **636** (2002) 225.

[41] A.N. Khorramian, S. Atashbar Tehrani, S. Taheri Monfared, F. Arbabifar, F.I. Olness, Polarized Deeply Inelastic Scattering (DIS) Structure Functions for Nucleons and Nuclei, Phys. Rev. D **83** (2011) 054017.