



نقش تصحیحات جرم هدف در توابع ساختار قطبیده‌ی اسپینی نوترون و دوترون

زهرا حدادی*، علی خرمیان

دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، صندوق پستی: ۳۵۱۳۱-۱۹۱۱۱، سمنان - ایران

چکیده: پراکندگی الکترون‌ها از هدف‌های هادرونی نقش مهمی در فهم ما از پروتون به عنوان یک ذره‌ی مرکب ساخته شده از پارتون، بازی می‌کند. با افزایش دقت آزمایش‌های پراکندگی ناکشسان ژرف، پیشرفت‌های قابل مقایسه در دقت ابزارهای نظری امری مسلم است، به خصوص برای استخراج توابع توزیع پارتونی در ناحیه‌ی X بزرگ، تصحیح داده‌ها به وسیله‌ی اثرات مرتبط با تصحیحات جرم غیرصفر هدف، ضروری به نظر می‌رسد. در این مقاله اثرهای مرتبط با تصحیحات جرم هدف بر روی توابع ساختار اسپینی g_1 و g_2 مربوط به نوترون و دوترون در تقریب مرتبه‌ی دوم مورد بررسی قرار گرفته است.

کلیدواژه‌ها: تصحیحات جرم هدف، توابع ساختار قطبیده، نوترون، دوترون

The Role of Target Mass Corrections in the Polarized Spin Structure Functions of Neutron and Deuteron

Z. Haddadi*, A. Khorramian

Physics Department, Semnan University, P.O.Box: 19111-35131, Semnan – Iran

Abstract: Lepton scattering of nucleon targets (DIS experiment) plays an essential role in the investigation of proton as a composite particle which consists of quarks and gluons. With the recent advances made in the precision of inclusive lepton-nuclear scattering experiments, it has become apparent that comparable improvements are needed in the accuracy of the theoretical analysis tools. In particular, when extracting parton distribution functions in the large- x region, it is crucial to correct the data by the effects associated with the non-zero mass of the target. In this paper, we present the effect of target mass corrections (TMCs) on the neutron and deuteron spin structure functions in the NLO QCD approximation.

Keywords: Target Mass Corrections, Polarized Structure Functions, Neutron, Deuteron

*email: Haddadi.zahra@gmail.com

تاریخ دریافت مقاله: ۹۰/۶/۷ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۱/۲/۳

۱. مقدمه

بررسی فرایندهای پراکندگی ناکشسان ژرف^(۱) قطبیده اسپینی انرژی بالا از نوکلئون‌های قطبیده ما را در فهم ساختار اسپینی نوکلئون یاری می‌کند و تعیین توابع ساختار قطبیده^(۲) وابسته به اسپین یعنی $g_1(x, Q^2)$ و $g_2(x, Q^2)$ را امکان‌پذیر می‌سازد؛ ضمن این‌که اطلاعات مهمی برای گسترش و امتحان QCD در اختیار ما قرار می‌دهد. با توجه به عدم تطبیق تحلیل‌های نظری و داده‌های آزمایشگاهی که در رسم توابع ساختار اسپینی در ناحیه‌ی پیش-مجانایی دیده می‌شود اعمال تصحیح در این ناحیه ضروری است. این ناحیه مطابق با ناحیه‌ی Q^2 میانی و x بزرگ است. ویژگی‌های این ناحیه چنین است [۱]

$$(1) \quad 4(\text{GeV})^2 < W^2 < 10(\text{GeV})^2, Q^2 \approx 1-5(\text{GeV})^2, x > 0.65$$

این ناحیه دربرگیرنده‌ی اطلاعات غیراختلالی است. بنابراین در نظر نگرفتن این ناحیه به معنی از دست دادن بخش بزرگی از اطلاعات است. روش انتخاب شده در این مقاله برای بررسی اثر تصحیحات جرم هدف روش منسوب به جورجی و پولیتزر^(۳) است که توسط بلوملین [۲] برای توابع ساختار قطبیده اثبات شده است.

۲. توابع ساختار قطبیده‌ی اسپینی
۱.۲ پروتون

به کمک مدل پارتون که ابزار مفیدی برای فهم برهم‌کنش‌های انرژی بالا است، n امین گشتاور تابع ساختار قطبیده g_1 پروتون در فضای گشتاور برحسب توابع توزیع پارتون^(۴) در پیچش مرتبه پیشرو چنین بیان می‌شود [۳]

$$g_1^n(Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \left\{ \left(1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_q^n \right) [\Delta q(n, Q^2)] + \Delta \bar{q}(n, Q^2) \right\} + \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_g^n \Delta g(n, Q^2) \quad (2)$$

که در آن $\Delta g(N, Q^2)$ ، $\Delta \bar{q}(N, Q^2)$ ، $\Delta q(N, Q^2)$ گشتاور توابع توزیع پارتون‌های قطبیده و $\alpha_s(Q^2)$ ثابت جفت‌شدگی در مرتبه‌ی NLO است. $\alpha_s(Q^2)$ از رابطه‌ی (۳) به دست می‌آید

$$\frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} = \frac{1}{b \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2 MS}} - \frac{b'}{b^2} \frac{\ln \left(\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2 MS} \right)}{\left(\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2 MS} \right)^2} \quad (3)$$

که در آن $b = 9$ ، $b' = 10.2 - \frac{38}{3} b$ ، و $f = 3$ است؛ f بیان‌کننده‌ی تعداد کوارک‌های سبک فعال است. اما هدف، بررسی این تابع ساختار در فضای x است که به کمک بسط چندجمله‌ای ژاکوبی^(۵) به صورت زیر بازنویسی می‌شود [۴]

$$xg_1(x, Q^2) = x^\beta (1-x)^\alpha \sum_{n=0}^{N_{\max}} \alpha_n(Q^2) \theta_n^{\alpha, \beta}(x) \quad (4)$$

که در آن N_{\max} تعداد چندجمله‌ای‌ها، $\theta_n^{\alpha, \beta}(x)$ چندجمله‌ای‌های ژاکوبی مرتبه‌ی n تعریف شده به شکل زیر

$$\theta_n^{\alpha, \beta}(x) = \sum_{j=0}^n c_j^{(n)}(\alpha, \beta) x^j \quad (5)$$

و $\alpha_n(Q^2)$ گشتاور ژاکوبی است که چنین تعریف می‌شود

$$\alpha_n(Q^2) = \sum_{j=0}^n c_j^{(n)}(\alpha, \beta) f(j+2, Q^2), \quad (6)$$

با کمک گرفتن از سه رابطه‌ی بالا تابع ساختار قطبیده در فضای x می‌تواند به گشتاورهای ملین^(۶) مربوط شود [۷، ۶، ۵]

$$xg_1^{N_{\max}}(x, Q^2) = x^\beta (1-x)^\alpha \times \sum_{n=0}^{N_{\max}} \theta_n^{\alpha, \beta}(x) \sum_{j=0}^n c_j^{(n)}(\alpha, \beta) g_1[j+2, Q^2] \quad (7)$$

برای رسیدن به بهترین دقت و سریع‌ترین همگرایی در محاسبات، $N_{\max}=9$ ، $\alpha=3.0$ و $\beta=0.5$ انتخاب شده است.

دومین تابع ساختار قطبیده که مستلزم اعمال تصحیح است، تابع ساختار قطبیده‌ی $g_2(x, Q^2)$ است. این تابع ساختار، توزیع قطبش‌های طولی و عرضی را در نوکلئون جستجو می‌کند، زیرا با بررسی پراکندگی یک لپتون قطبیده‌ی طولی از یک هدف قطبیده‌ی عرضی اندازه‌گیری می‌شود. پیدا کردن تفسیر پارتونی برای این تابع ساختار، به دلیل این‌که به قطبش عرضی مربوط می‌شود، آسان نیست.

**۲.۲ نوترون**

توابع ساختار پروتون و نوترون فقط در مؤلفه‌های غیریکتایشان با یکدیگر متفاوت‌اند که با در نظر گرفتن تقارن ایزواسپین یعنی تبدیل کوارک‌های u و d به یکدیگر، قابل محاسبه از یکدیگر هستند [۹]

$$\Delta u^p = \Delta d^N, \Delta d^p = \Delta u^N$$

بنابراین این تابع ساختار به راحتی از رابطه‌ی (۲) قابل محاسبه است و به این ترتیب با داشتن تابع ساختار g_1^N ، تابع ساختار g_1^p از رابطه‌ی (۱۱) قابل محاسبه است.

۳.۲ دوترون

تابع ساختار g_1 دوترون با کمک رابطه‌ی زیر به تابع ساختار g_1 پروتون و نوترون مربوط می‌شود که با داشتن تابع ساختار g_1 پروتون و نوترون قابل محاسبه است [۹]

$$g_1^D = \frac{1}{2}(g_1^p + g_1^N)(1 - \frac{3}{4}\omega_D) \quad (12)$$

که در آن ω_D احتمال موج حالت D دوترون را، که مقدار عددی آن برابر با 0.05 ± 0.01 است و بسیاری از تخمین‌های موجود را پوشش می‌دهد، مشخص می‌کند. با داشتن تابع ساختار g_1 دوترون تابع ساختار g_2 دوترون به کمک رابطه‌ی (۱۱) قابل محاسبه است.

۳. متغیر بیورکن و ناخمن

پراکندگی ناکشسان در حالت حدی $Q^2 \rightarrow \infty$ یا حالتی که در آن کوارک و هدف بدون جرم باشند به وسیله‌ی متغیر بیورکن توصیف می‌شود [۱۰]

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (13)$$

که در آن x معادل کسری از تکانه‌ی هدف است که به وسیله‌ی پارتون در حال برهم‌کنش حمل می‌شود. اما در نظر گرفتن جرم هدف، متغیر x بیورکن را اصلاح می‌کند و متغیر بیورکن به متغیر ناخمن تبدیل می‌شود

$$\xi = \frac{2x}{1 + \sqrt{1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2}}} \quad (14)$$

تابع ساختار g_2 در QCD برحسب سه مؤلفه بیان می‌شود [۸]:

- بخش پیچش مرتبه‌ی پیشرو: این بخش با g_2^{WW} نشان داده می‌شود که از مجموعه‌ی یکسانی از عملگرهایی که در g_1 سهم‌اند نشأت می‌گیرد.
 - بخش قطبش عرضی: این بخش که مشخص‌کننده‌ی قطبش عرضی کوارک است با $h_T(x, Q^2)$ نمایش داده می‌شود.
 - بخش پیچش $3^{-\nu}$: این بخش دربرگیرنده‌ی برهم‌کنش کوارک-گلوئون است.
- بنابراین شکل کلی این تابع ساختار به صورت زیر است

$$g_2(x, Q^2) = g_2^{WW}(x, Q^2) - \int_x^1 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{m}{M} h_T(y, Q^2) + \xi(y, Q^2) \right) \frac{dy}{y} \quad (8)$$

که در آن m و M جرم به ترتیب، کوارک و هدف است اما با توجه به این که در محاسبات مربوط به تصحیحات جرم هدف از جرم کوارک صرف‌نظر می‌شود جمله‌ی توزیع عرضی از بین می‌رود و رابطه‌ی زیر به دست می‌آید

$$g_2(x, Q^2) = g_2^{WW}(x, Q^2) + \bar{g}_2(x, Q^2) \quad (9)$$

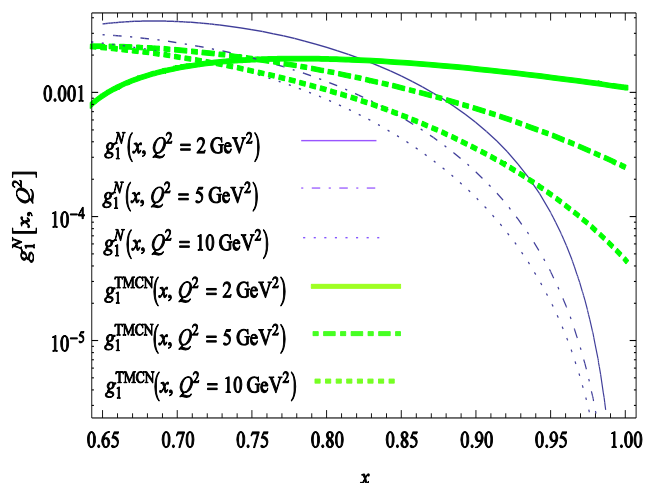
که در آن جمله‌ی $\bar{g}_2(x, Q^2)$ دربرگیرنده‌ی بخش پیچش $3^{-\nu}$ این تابع ساختار است. اما در طی بررسی‌های آزمایشگاهی مربوط به گروه E155 نشان داده شد که در ناحیه‌ی $x > 0.79$ که مربوط به ناحیه‌ی بررسی تصحیحات جرم هدف است جمله‌ی $\bar{g}_2(x, Q^2)$ به راحتی قابل صرف‌نظر کردن است و رابطه‌ی g_2 مورد استفاده در توابع ساختار تصحیح شده با جرم هدف به شکل زیر درمی‌آید

$$g_2(x, Q^2) \cong g_2^{WW}(x, Q^2) \quad (10)$$

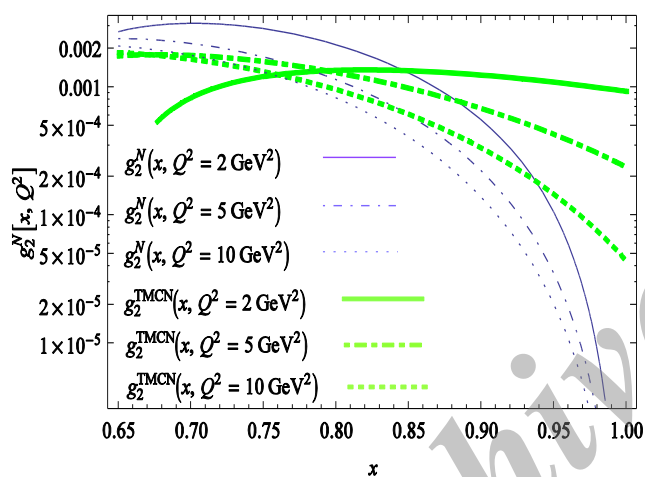
که g_2^{WW} در آن چنین تعریف شده است

$$g_2^{WW}(x, Q^2) = -g_1(x, Q^2) + \int_x^1 \frac{g_1(y, Q^2)}{y} \quad (11)$$

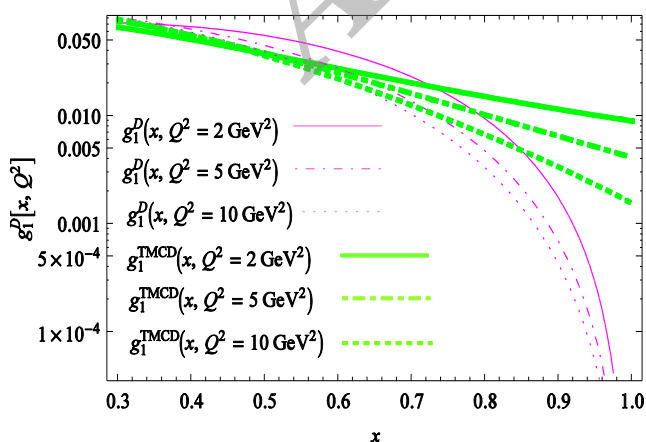
ذکر این نکته ضروری به نظر می‌رسد که داده‌های اخیر در توافق خوبی با g_2^{WW} هستند که بیان‌کننده‌ی کوچک بودن سهم پیچش $3^{-\nu}$ در تابع ساختار g_2 است.



شکل ۱. مقایسه‌ی تابع ساختار g_1 نوترون در مقادیر مختلف Q^2 . نمودارهای ضخیم و نازک، به ترتیب، با و بدون تصحیحات جرم هدف این تصحیحات هستند.



شکل ۲. مقایسه‌ی تابع ساختار $(-g_2^N)$ نوترون در مقادیر مختلف Q^2 . نمودارهای ضخیم و نازک، به ترتیب، با و بدون تصحیحات جرم هدف هستند.



شکل ۳. مقایسه‌ی تابع ساختار g_1 دوترون در مقادیر مختلف Q^2 . نمودارهای ضخیم و نازک، به ترتیب، با و بدون تصحیحات جرم هدف هستند.

در ناحیه‌ی x مربوط به ناحیه‌ی پیش-مجانبی تفاوت این دو کمیت به خوبی قابل مشاهده است و در ناحیه‌ی x کوچک متغیر ناخن دوباره به متغیر بیورکن تبدیل می‌شود.

۴. توابع ساختار اسپینی با تصحیحات جرم هدف در پیچش مرتبه‌ی پیشرو

عبارت مربوط به بخش پیشش-۲ توابع ساختار قطبیده‌ی اسپینی g_1 و g_2 با در نظر گرفتن تصحیحات جرم هدف در چارچوب بسط ضرب عملگر (OPE) به صورت زیر بیان می‌شوند [۱، ۱۱، ۱۲]

$$g_1^{\text{TMCs}}(x, Q^2) = \frac{xg_1(\xi, Q^2; M=0)}{\xi(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2})^{\frac{1}{2}}} + \frac{4M^2x^2}{Q^2} \frac{x + \xi}{\xi(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2})^{\frac{3}{2}}} \times \int_{\xi}^1 \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} g_1(\varepsilon', Q^2; M=0) - \frac{4M^2x^2}{Q^2} \frac{1 - \frac{4M^2x^2}{Q^2}}{2(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2})^{\frac{3}{2}}} \times$$

$$\int_{\xi}^1 \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} \int_{\varepsilon'}^1 \frac{d\varepsilon''}{\varepsilon''} g_1(\varepsilon'', Q^2; M=0) \quad (15)$$

و

$$g_2^{\text{TMCs}}(x, Q^2) = \frac{-xg_2(\xi, Q^2; M=0)}{\xi(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2})^{\frac{1}{2}}} + \frac{x(1 - \frac{4M^2x^2}{Q^2})}{\xi(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2})^{\frac{3}{2}}} \times \int_{\xi}^1 \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} g_2(\varepsilon', Q^2; M=0) + \frac{3}{2} \frac{4M^2x^2}{Q^2} \frac{1}{(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2})^{\frac{3}{2}}} \times$$

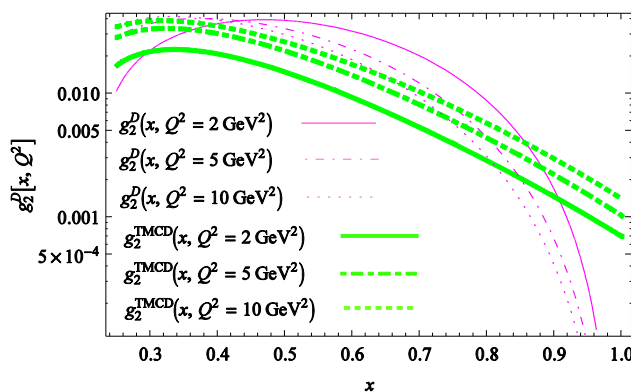
$$\int_{\xi}^1 \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} \int_{\varepsilon'}^1 \frac{d\varepsilon''}{\varepsilon''} g_2(\varepsilon'', Q^2; M=0) \quad (16)$$

نتایج مقایسه‌ی تابع ساختار g_1 نوترون و دوترون با و بدون تصحیحات جرم، به ترتیب، در شکل‌های ۱ و ۳ و نتایج مقایسه‌ی تابع ساختار g_2 نوترون و دوترون، به ترتیب، در شکل‌های ۲ و ۴ برای مقادیر مختلف Q^2 نشان داده شده است. همان‌طور که انتظار می‌رود اثر تصحیحات جرم هدف در x های بزرگ دیده می‌شود و با افزایش Q اثر این تصحیحات کاهش می‌یابد. نتایج تصحیح جرم برای توابع ساختار قطبیده‌ی پروتون در مرجع [۱۳] ارائه شده است.



پی‌نوشت‌ها:

۱. Deep Inelastic Scattering
۲. Polarized Structure Functions
۳. Georgi and Politzer
۴. Parton Distribution Functions
۵. Jacobi Polynomials
۶. Mellin Moments
۷. Twist



شکل ۴. مقایسه‌ی تابع ساختار $(-g_2^D)$ دوترون در مقادیر مختلف Q^2 . نمودارهای ضخیم و نازک به ترتیب با و بدون تصحیحات جرم هدف هستند.

۵. نتیجه‌گیری

محاسبه‌ی توابع ساختار قطبیده‌ی اسپینی در QCD اختلالی تا تقریب NLO به طور کامل و دقیق انجام شده است اما در ناحیه‌ی سینماتیکی که این توابع بررسی شدند به دلیل بزرگ بودن Q^2 توان‌های معکوس Q^2 به راحتی قابل صرف‌نظر کردن بودند. زمانی که در ناحیه‌ی x بزرگ یا Q^2 میانی به بررسی این توابع ساختار می‌پردازیم، به ناحیه‌ی غیراختلالی وارد می‌شویم که با توجه به ویژگی این ناحیه که مقادیر کوچک Q^2 در آن با اهمیت می‌شوند دیگر قادر به صرف‌نظر کردن از جملات با توان‌های معکوس Q^2 نیستیم و رسیدن به محاسبه‌ای دقیق‌تر نیازمند در نظر گرفتن این جملات در محاسبات مربوط به توابع ساختار است. بخشی از این جملات از جرم هدف نشأت می‌گیرند و مربوط به سطح مقطع پیچش مرتبه‌ی پیشرو هستند. محاسبات دقیق این جملات تحت عنوان تصحیحات جرم هدف که قادر به محاسبه‌ی آن‌ها در QCD اختلالی نیستیم در چارچوب (OPE) انجام شده است. در این مقاله این تصحیحات را بر روی توابع ساختار قطبیده‌ی نوترون و دوترون مورد مطالعه قرار دادیم تا بتوانیم به شناخت دقیق‌تری از توابع ساختار قطبیده رسیده و اطلاعات مربوط به این ناحیه را از دست ندهیم. بنابراین برای شناخت توابع ساختار در تمام ناحیه‌ی x باید بخش غیراختلالی را در کنار بخش اختلالی قرار داد تا به شناخت کامل‌تری از توابع ساختار رسید.



1. A.V. Sidorov and D.B. Stamenov, Target mass effects in polarized deep inelastic scattering, *Mod. Phys. Letter A* 21 (2006) 1991-1998 [arXiv:hep-ph/0604092].
2. J. Blumlein and A. Tkabladze, Target mass corrections for polarized structure functions and new sum rules, *Nucl. Phys. B* 553 (1999) 427-464 [arXiv:hep-ph/9812478].
3. B. Lampe and E. Reya, Spin physics and polarized structure function, *Phys. Rept.* 332 (2000) 1-163 [arXiv:hep-ph/9810270].
4. A.N. Khorramian, H. Khanpour, S. Atashbar Tehrani, Nonsinglet parton distribution functions from the precise next-to-next-to-next-to leading order QCD fit, *Phys. Rev. D* 81 (2010) 014013 [arXiv:0909.2665 [hep-ph]].
5. S. Taheri Monfared, A.N. Khorramian, F. Arbabifar, S.A. Tehrani, The spin dependent parton distribution functions and their moments, *Acta Phys. Polon.* B41 (2010) 2921-2928.
6. A.N. Khorramian, S.A. Tehrani, F.L. Olness, S. Taheri Monfared, F. Arbabifar, Nonsinglet spin-dependent structure functions, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 207-208 (2010) 65-68.
7. F. Arbabifar, A.N. Khorramian, S. Taheri Monfared, S.A. Tehrani, Spin-dependent structure function of He-3 and H-3, *Int. J. Mod. Phys. A* 26 (2011) 625-626.
8. E143 collaboration [K. Abe et al.], Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g_1 and g_2 , *Phys. Rev. D* 58 (1998) 112003 [arXiv:hep-ph/9802357].
9. A.N. Khorramian, S.A. Tehrani, S. Taheri Monfared, F. Arbabifar, F.L. Olness, Polarized Deeply Inelastic Scattering (DIS) Structure Functions for Nucleons and Nuclei, *Phys. Rev. D* 83 (2011) 054017 [arXiv 1011.4873].
10. Ingo Schienbein, A Review of Target Mass Corrections, *J. Phys. G* 35 (2008) 053101 [arXiv:hep-ph/0709.1775].
11. Y.B. Dong, Target mass corrections to proton spin structure functions and quark-hadron duality, *Phys. Lett. B* 641 (2006) 272-277.
12. H. Georgi and H.D. Politzer, Freedom at moderate energies: Masses in color dynamics, *Phys. Rev. D* 14 (1976) 1829.
13. S. Taheri Monfared, A. Khorramian, S. Atashbar Tehrani, Z. Haddadi, Spin dependence of structure functions and target mass corrections, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* (2011) 125-128.