محاسبه تابع ساختار اسپینی عرضی $g_2^{3He}(x,Q^2)$ در مدل ولون

[۱]علیزاده یزدی، زهرا؛ [۱] تقوی شهری، فاطمه ؛ [۲]آرش، فیروز؛ [۱]زمردیان، محمد ابراهیم

[۱]دانشکده علوم دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

[۲]دانشکده فیزیک، دانشگاه تفرش، تفرش

چکیده

تابع ساختار g_2^{ww} در مدل ولون محاسبه شده است. یک روش ساده برای تعیین سهم twist-۳ تابع $\bar{g}_2(x,Q^2)$ در فضای ملین وجود دارد، بنابراین ما با استفاده از آن تابع ساختار اسپینی عرضی $g_2(x,Q^2)$ برای پروتون و نوترون را به‌دست می‌آوریم. سپس با توجه به داده‌های جدید، تابع ساختار اسپینی عرضی $g_2^{^3He}(x,Q^2)$ را محاسبه می‌کنیم. آن‌گاه نتایج را با داده‌های تجربی موجود مورد بررسی قرار می‌دهیم، تطابق خوبی مشاهده می‌شود.

.

Transverse Spin Structure Function $g_2^{3He}(x,Q^2)$ in The Valon Model

[۱]**Alizadeh Yazdi,Zahra;** [۱]**Taghavi-Shahri,Fatemeh;** [۲]**Arash, Firooz ;** [۱]**Zomorrodian, Mohammad Ebrahim**

[۱]*Department of Science, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad*

[۲]*Physics Department, Tafresh University, Tafresh*

Abstract

The spin dependent structure function, g_2^{ww} , is calculated in the valon model. A simple approach is given for the determination of the twist-۳ part of the $\bar{g}_2(x,Q^2)$ in Mellin space; thus, enabling us to obtain the full transverse structure function, $g_2(x,Q^2)$ for proton and neutron. In light of the new data, so we further calculate the transversely polarized structure function of $g_2^{^3He}(x,Q^2)$. Our results are checked against the experimental data and nice agreements are observed.

PACS No.(۱۲, ۱۳)

مقدمه

توابع ساختار قطبیده $g_{1,2}(x,Q^2)$ اطلاعات زیادی برای درک ساختار داخلی نوکلئون‌ها به ما می‌دهند. این توابع ساختار به توابع توزیع قطبیده پارتونی وابسته‌اند که سهم هر پارتون را در ساختن اسپین نوکلئون مورد بررسی قرار می‌دهد. در این میان تابع ساختار عرضی $g_2(x,Q^2)$ اهمیت بالایی دارد. این تابع ساختار همبستگی کوارک – گلوئون را توصیف می‌کند. هدف اصلی این مقاله محاسبه تابع ساختار اسپینی $g_2(x,Q^2)$ در هسته ^3He است. در این بررسی باید سهم twist-۲ و twist-۳ در محاسبه تابع ساختار $g_2(x,Q^2)$ برای پروتون و نوترون لحاظ گردد. برای رسیدن به این مقصود از مدل پدیده شناختی ولون بهره خواهیم برد.

مدل ولون

مدل ولون اولین بار توسط هووا (*Hwa*) برای محاسبه توابع توزیع غیر قطبیده پارتونی معرفی شد[۱]. در این مدل، هادرون‌ها به صورت حالت حدی از بسته‌های کوارک ظرفیتی موسوم به ولون در نظر گرفته می‌شوند. ولون آرایشی از کوارک‌های ظرفیتی، همراه با ابری از گلوئون‌ها و کوارک- پادکوارک‌های دریا است. در-Q^2های پایین ساختار درونی یک ولون قابل شناسایی نبوده و از

این‌رو در این ناحیه، ولون شبیه به یک کوارک ظرفیتی بدون ساختار در نظر گرفته می‌شود . در چنین شرایطی هادرون‌ها را می‌توان به صورت حالت پیوندی از کوارک‌های ظرفیتی آن‌ها در نظر گرفت. در سالهای اخیر با استفاده از این مدل، توابع توزیع غیر قطبیده و قطبیده پارتونی محاسبه شده اند[۲,۳].

تابع ساختار اسپینی عرضی $g_2(x,Q^2)$

پراکندگی ناکشسان ژرف قطبیده، دو تابع ساختار $g_1(x,Q^2)$ و $g_2(x,Q^2)$ را آشکار می‌سازد. اگر هدف دارای قطبش عرضی باشد سطح مقطع کل ترکیبی از این دو می‌باشد. تابع ساختار عرضی از دوقسمت تشکیل شده است. بخش twist-۲ ، g_2^{WW} و بخش دیگر که به $\bar{g}_2(x,Q^2)$ معروف است. بنابراین می‌توان آن را به صورت زیر نوشت: [٤]

$$g_2(x,Q^2) = g_2^{WW}(x,Q^2) + \bar{g}_2(x,Q^2) \qquad (۱)$$

در حالی که g_2^{WW} توسط رابطه واندزورا – ویلزک (*Wandzura – Wilczek*) به تابع ساختار g_1 به صورت زیر وابسته است: [٥]

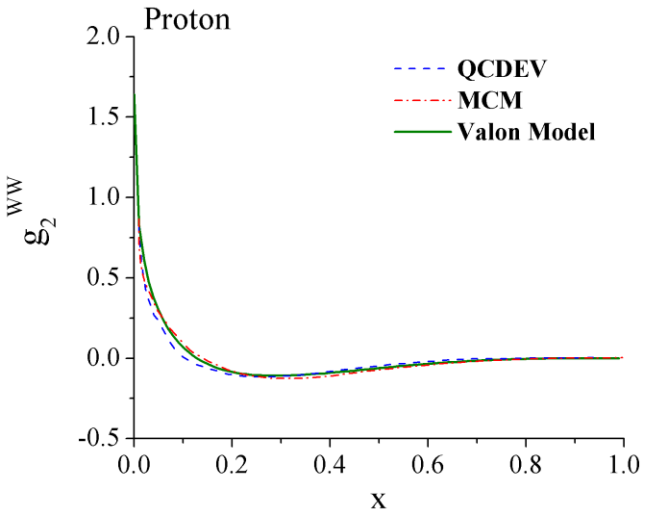
$$g_2^{WW}(x,Q^2) = -g_1(x,Q^2) + \int_x^1 g_1(y,Q^2)\frac{dy}{y} \qquad (۲)$$

تابع ساختار g_1 پیشتر در مدل ولون محاسبه شده است.[۲] ما با استفاده از نتایج آن بدون افزودن هیچ‌گونه پارامتر جدیدی با استفاده از رابطه (۲) تابع g_2^{WW} را بدست می‌آوریم. سپس برای بررسی صحت کار، نتایج خود را برای پروتون در انرژی $Q^2 = 5\ GeV^2$ با محاسبات دو گروه پدیده شناسی دیگر مقایسه می‌کنیم [٦,٧]. (شکل (۱) را ملاحظه کنید.)

در رابطه (۱)، $\bar{g}_2(x,Q^2)$ عبارتست از[٤]:

$$\bar{g}_2(x,Q^2) = -\int_x^1 \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{m}{M}h_T(y,Q^2) + \xi(y,Q^2)\right)\frac{dy}{y} \qquad (۳)$$

جمله اول سهم twist-۲ است که به قطبش عرضی کوارک‌های درون نوکلئون مرتبط است. به دلیل کوچکی جرم کوارک نسبت به جرم نوکلئون از این قسمت صرفنظر می‌شود. بخش twist-۳ یا همان $\xi(y,Q^2)$ ارتباط کوارک – گلوئون – کوارک را توصیف می‌کند که در ادامه به محاسبه آن خواهیم پرداخت.



شکل ۱: تابع ساختار g_2^{ww} پروتون با استفاده از مدل ولون که با نتایج مدل QCDEV و MCM مقایسه شده است.[٦,٧]

محاسبه‌ی سهم twist-۳ تابع ساختار $\bar{g}_2(x,Q^2)$

در حد N_c های بزرگ، براون، علی و هیلر (*Ali, Braun* و *Hiller*) حل ساده ای را برای محاسبه $\bar{g}_2(x,Q^2)$ در فضای ملین براساس معادلات DGLAP[۱] پیشنهاد کردند: [٨]

$$\bar{g}_2(n,Q^2) = L^{\frac{\gamma_n^g}{2b_0}}\bar{g}_2(n,Q_0^2), \qquad L = \frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(Q_0^2)}$$

$$\gamma_n^g = 2N_c\left(S_{n-1} - \frac{1}{4} + \frac{1}{2n}\right), \quad S_{n-1} = \sum\frac{1}{j}$$

$$b_0 = \frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}N_f \qquad (٤)$$

α_s ثابت جفت شدگی قوی است، N_f تعداد طعم کوارکی و S_{n-1} توابع هارمونیک هستند. برای حل معادله فوق از فیزیک مدل ولون بهره می‌بریم. در این مدل $Q_0^2 = 0.238\ GeV^2$ را در نظر می‌گیرند، در این انرژی تابع ورودی نیز به صورت

۱. Dokshitzer - Gribov - Lipatov - Altarelli - Parisi

$$\bar{g}_{۲}^{valon}\left(z,Q_{۰}^{۲}\right)=A\delta(z-۱) \qquad (۵)$$

فرض می‌شود. براساس تئوری میدان می‌توانیم $\bar{g}_{۲}^{valon}\left(z,Q^{۲}\right)$ را در فضای تکانه به صوت زیر در نظر بگیریم [۹]:

$$\bar{g}_{۲}^{valon}\left(z,Q^{۲}\right)=f(Q^{۲})\bar{g}_{۲}^{valon}\left(z,Q_{۰}^{۲}\right)=$$

$$f(Q^{۲})A\delta(z-۱), \qquad (۶)$$

در انرژی $Q_{۰}^{۲}=Q^{۲}$، فرض براین است که:

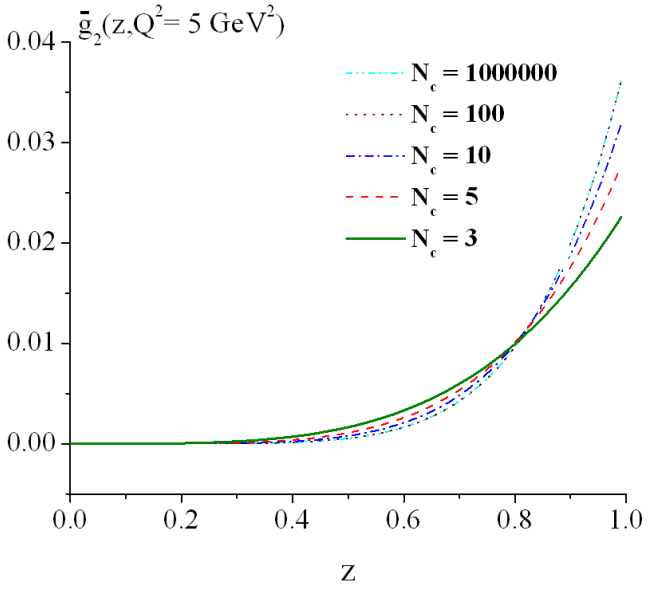
$f(Q^{۲})\to f(Q_{۰}^{۲})=۱$

علت این انتخاب برای تابع ورودی از دانش ما پیرامون همبستگی کوارک – گلوئون که به تابع گرین در فضای تکانه مرتبط است، حاصل می‌شود. بر اساس تئوری میدان می‌دانیم در فضای تکانه این همبستگی به تابع دلتای دیراک و یک تابع وابسته به تکانه مرتبط است. از این رو به دلیل آنکه در $Q_{۰}^{۲}$ ولون شبیه یک کوارک ظرفیتی بدون ساختار می‌باشد؛ برای برقراری پایستگی انرژی – تکانه به سادگی می‌توان فرض کرد که در $Q_{۰}^{۲}$ ، $\bar{g}_{۲}^{valon}\left(z,Q^{۲}\right)$ به صورت تابع دلتای دیراک است. بنابراین $\bar{g}_{۲}^{valon}\left(z,Q_{۰}^{۲}\right)$ برابر خواهد بود با $A\times ۱$. تمام تاثیرات دینامیک کوانتومی رنگ (QCD) در مقدار A سر جمع شده است. این ضریب را می‌توان با استفاده از برازش داده‌های تجربی محاسبه کرد. برای این منظور ما از داده‌های E۱۴۳ بهره می‌گیریم و مقدار A را ۰.۰۱ بدست می‌آوریم [۱۰]. حال می‌توان با استفاده از عکس تبدیل ملین، $\bar{g}_{۲}^{valon}$ را درفضای z محاسبه کرد. شایان ذکر است که ما در معادله (٤)، $N_c=۱۰۰$ در نظر می‌گیریم. دلیلش آن است که همان‌گونه که در شکل (۲) مشاهده می‌کنید به ازای $N_c\geq ۱۰۰$ شکل توابع توزیع $\bar{g}_{۲}(z,Q^{۲})$ مشابه یکدیگرند و معادله (٤) به ازای $N_c\to\infty$ صدق می‌کند.

در گام دوم محاسبات پس از جمع دو سهم $\bar{g}_{۲}^{valon}(z,Q^{۲})$ و $g_{۲}^{WW}(z,Q^{۲})$ می‌توان با استفاده از انتگرال کانولوشن رابطه (٦) تابع ساختار $g_{۲}(x,Q^{۲})$ را در فضای x برای پروتون و نوترون محاسبه کرد:

$$g_{۲}^{h}(x,Q^{۲})=\sum_{valon}\int_{x}^{۱}\frac{dy}{y}\delta G_{valon}^{h}(y)g_{۲}^{valon}\left(\frac{x}{y},Q^{۲}\right) \qquad (۷)$$

$\delta G_{valon}^{h}(y)$ تابع توزیع هلیسیتی ولون است و با تابع توزیع عرضی ولون برابر است. دلیلش آن است که در حد غیر نسبیتی حرکت کوارک‌ها تابع توزیع هلیسیتی پارتونی و تابع توزیع تکانه عرضی پارتون‌ها با هم برابرند[۱۱] و از سوی دیگر دوران‌ها و انتقال‌های اقلیدسی با یکدیگر جابجا می‌شوند؛ می‌توان به کمک تعدادی از دوران‌ها و انتقال‌ها قطبش طولی پروتون را به قطبش عرضی تبدیل کرد.



شکل ۲: تابع ساختار $\bar{g}_{۲}(z,Q^{۲})$ به ازای انرژی $۵\ GeV^{۲}$ در N_c های مختلف

محاسبه $g_{۲}^{^{۳}He}(x,Q^{۲})$

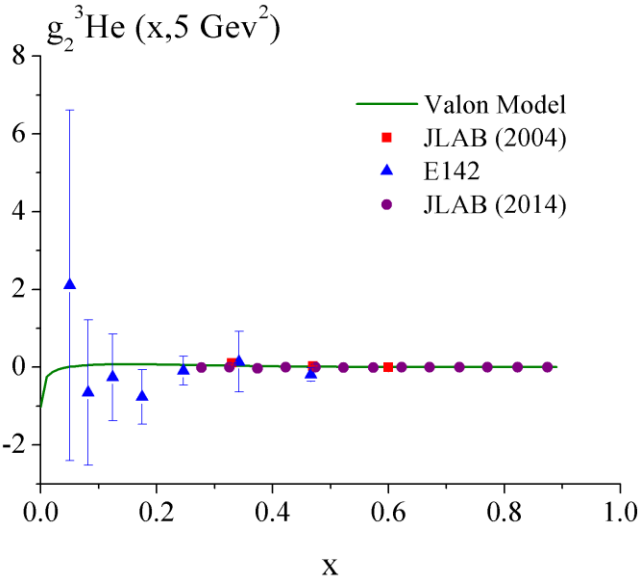
پس از محاسبه تابع ساختار اسپینی عرضی $g_{۲}(x,Q^{۲})$ برای پروتون و نوترون در این بخش می‌خواهیم این تابع ساختار را برای هسته ^{۳}He محاسبه کنیم.

تابع ساختار $g_{۲}^{^{۳}He}(x,Q^{۲})$ را می‌توان به صورت جمع دو انتگرال کانولوشن $g_{۲}^{n}(x,Q^{۲})$ و $g_{۲}^{p}(x,Q^{۲})$ در تابع توزیع تکانه اسپینی نوکلئون مخروط نوری $(\Delta f_{^{۳}He}^{N}(y))$ در نظر گرفت. این درحالی-

است که y نسبت مولفه مثبت تکانه نوکلئون هدف درون هسته می‌باشد. [۱۲]

$$g_2^{^3He}(x,Q^2) = \int_x^3 \frac{dy}{y}\,\Delta f_{^3He}^n(y) g_2^n\left(\frac{x}{y},Q^2\right) + 2\int_x^3 \frac{dy}{y}\,\Delta f_{^3He}^p(y) g_2^p\left(\frac{x}{y},Q^2\right) \quad (8)$$

محاسبه انتگرال فوق بسیار سرراست است. فقط کافیست $\Delta f_{^3He}^p(y)$ و $\Delta f_{^3He}^n(y)$ را داشته باشیم. دو تابع مذکور را می‌توان با استفاده از نتایج عددی مراجع[۱۲,۱۳] بدست آورد. در شکل(۳)، $g_2^{^3He}(x,Q^2)$ براساس نتایج مدل ولون ترسیم شده است. نتایج را با داده‌های تجربی گروه‌های [۱۴,۱۵,۱۶] مقایسه می‌کنیم. همان‌گونه که مشاهده می‌شود نتایج ما با داده‌های تجربی تطابق خوبی دارند.



شکل ۳ : $g_2^{^3He}(x,Q^2)$ براساس نتایج مدل ولون . این نتایج با داده‌های تجربی گروه‌های [۱۴,۱۵,۱۶] مقایسه شده اند.

نتیجه گیری

در این مقاله با استفاده از مدل پدیده شناسی ولون به بررسی تابع ساختار اسپینی عرضی $g_2(x,Q^2)$ می‌پردازیم. برای این منظور، در این مدل سهم‌های $g_2^{WW}(x,Q^2)$, $\bar{g}_2(x,Q^2)$ را به تفکیک محاسبه می‌کنیم. سپس به عنوان یک حالت خاص با استفاده از انتگرال رابطه (۷) مقدار $g_2^{^3He}(x,Q^2)$ را به دست می‌آوریم. نتایج محاسبات و مقایسه آن‌ها با داده‌های جدید آزمایشگاه *JLAB* [۲] نشان داد که در نظر گرفتن سهم *twist*-۳ می‌تواند نقش موثری در درک ساختار عرضی نوکلئون‌ها داشته باشد و مدل ولون به خوبی می‌تواند این ساختار را بررسی کند.

مراجع:

[۱] R. C. Hwa, *Phys. Rev. D* ۲۲, ۷۵۹ (۱۹۸۰).

[۲] F. Arash and A. N. Khorramian, *Phys. Rev. C* ٦٧(۲۰۰۳) ۰٤٥۲۰۱ [hep-ph/۰۳۰۳۰۳۱].

[۳] F. Arash, F. Taghavi-Shahri, *JHEP*۰۷ (۲۰۰۷) ۰۷۱.

[٤] P. Anthony et al. *Phys. Lett B* ٤٥٨, ٥۲۹ (۱۹۹۹)

[٥] S. Wandzura, F. Wilczek, *Phys. Lett. B* ۷۲, ۱۹٥ (۱۹۷۷)

[٦] X. Song, *Phys. Rev. D* ٥٤, ۱۹٥٥ (۱۹۹٦)

[۷] X. Song, *Phys. Rev. D* ٦۳, ۰۹٤۰۱۹ (۲۰۰۱)

[۸] A. Ali, V. M. Brauun, G.Hiller, *Phys. Lett. B* ۲٦٦, ۱۱۷ (۱۹۹۱)

[۹] Stefan pokorski," Gauge field theories ", Cambridge University press, (۲۰۰۰)

[۱۰] Abe et al. (E۱٤۳ Colaboration), *Phys. Rev. D* ٥۸, ۱۱۲۰۰۳ (۱۹۹۸)

[۱۱] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, A. Kotzinian, S. Melis, F. Murgia andA. Prokudin, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*۱۹۱ (۲۰۰۹) ۹۸–۱۰۷, [hep-ph/۰۸۱۲.٤۳٦٦].

[۱۲] F. R. P. Bissey, A. W. Thomas, I. R. Afnan, *Phys. Rev. C* ٦٤, ۰۲٤۰۰٤ (۲۰۰۱); F. R. P. Bissey, V. A. Guzey, M. Strikman, A.W. Thomas, *Phys. Rev. C* ٦٥, ۰٦٤۳۱۷ (۲۰۰۲); I. R. Afnan, et al., *Phys. Rev. C* ٦۸, ۰۳٥۲۰۱ (۲۰۰۳)

[۱۳] M. M. Yazdanpanah, A. Mirjalili, S. Atashbar Tehrani, F. Taghavi Shahri, *Nucl. Phys. A* ۸۳۱, ۲٤۳-۲٦۲ (۲۰۰۹)

[۱٤] Anthony et al. (E۱٤۲ Collaboration), *Phys. Rev. D* ٥٤, ٦٦۲۰ (۱۹۹٦)

[۱٥] X. Zheng et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), *Phys. Rev. C* ۷۰, ۰٦٥۲۰۷ (۲۰۰٤)

[۱٦] M. Posik et al. (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), *Phys. Rev. Lett* ۱۱۳, ۰۲۲۰۰۲ (۲۰۱٤)

[۲] . The Jefferson Lab Hall A Collaboration