

## مطالعه‌ی عدم تقارن پاد کوارکها در پرتون

غلامی<sup>۱</sup>، گلاره<sup>۱</sup>؛ متقی زاده، مرضیه<sup>۲</sup>؛ تقوی شهری، سیده فاطمه<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران

### چکیده

در این مقاله با برازش داده های  $\frac{\bar{d}}{u}$  با گروه CT14 و بدست آوردن ضرایب ثابتی به جداسازی توابع توزیع پارتونی کوارک های دریا در پرتون با استفاده از مدل ولون پرداخته ایم و همچنین عدم تقارن پاد ماده در پرتون را مطالعه کرده و سپس نسبت  $\frac{F_2^n}{F_2}$  را محاسبه نموده ایم. نتایج توافق خوبی با داده های تجربی و دیگر مدل های پدیده شناسی دارد.

## Study of antiquark asymmetry in the proton

Gholami, Gelareh<sup>1</sup>; Mottaghizadeh, Marzieh ; Taghavi-Shahri, Fatemeh<sup>2</sup>

<sup>2</sup> Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

### Abstract

*In this paper, by fitting the  $\frac{\bar{d}}{u}$  data with CT14 group and obtaining fixed coefficients, we have separated the sea quarks parton distribution functions in protons using the valon model and also have studied the antimatter asymmetry in protons and then have calculated the  $\frac{F_2^n}{F_2}$  ratio. The results are in good agreement with experimental data and other phenomenological models.*

PACS No ۱۳

### مقدمه

آورد. به طور کلی از پراکندگی ناکشسان ژرف ناکشسان در برهم کنش های شناخته شده ی لپتون-هادرون برای بررسی ساختار هادرون هدف از جمله پرتون استفاده می شود. توابع ساختار محاسبه شده در این دست آزمایشات اطلاعات ارزشمندی در مورد توابع توزیع پارتونی به ما خواهد داد. توابع توزیع پارتونی احتمال پیدا کردن یک پارتون خاص با کسر تکانه ی  $x$  از تکانه ی پرتون است. مطالعه روی این توابع توزیع پارتونی علاوه بر اینکه در شناخت ساختار بنیادی ماده به ما کمک می کند، به عنوان ورودی برای مطالعه ی سطح مقطع پراکندگی در هر آزمایش پراکندگی

مدل استاندارد ذرات بنیادی مدلی برای دسته بندی ذرات و توصیف دقیق ساختار و برهمکنش ذرات در طبیعت است. یکی از آزمایش های موفق که منجر به کشف کوارکها شد پراکندگی ناکشسان ژرف است.

پراکندگی ناکشسان ژرف، پراکندگی یک لپتون از هادرون در تکانه انتقالی بالا می باشد که می توان اطلاعات لازم جهت شناسایی هدف را با اندازه گیری انرژی و زاویه پراکندگی لپتون خروجی به دست

در یک مقیاس اولیه ی انرژی داریم. این شرایط اولیه در مدل پدیده شناسی ولون به راحتی قابل تعریف است. مدل ولون اولین بار توسط  $Hwa$  [۳] برای بررسی ساختار ناقطبیده پرتون پیشنهاد شد و در سال های اخیر این مدل به ساختار نوکلئون قطبیده تعمیم داده شد. در این مدل هر هادرون حالت مقید سه یا دو ولون پنداشته می شود. هر ولون ساختار درونی خود را دارد که شامل یک کوارک ظرفیتی و ابری از کوارک های دریا و گلئون ها است. ولون ها تمام تکانه ی نوکلئون را حمل می کنند. ساختار ولون در فرایندهای  $QCD$  تشکیل می شود و این ساختار مستقل از هادرونی است که در آن قرار دارد. به بیان دیگر ساختار ولون ها در همه ی هادرون ها یکسان است و تنها توابع توزیع تکانه شان از یک هادرون به دیگری متفاوت است. به این دلیل شناخت ساختار ولون این امکان می دهد تا ساختار نوکلئون را از اجزای بنیادی تر آن، ولون ها، باز سازی کرد.

فرایند بازسازی در دو گام صورت می گیرد: گام نخست تشکیل خود ولون است که با فرایندهای  $QCD$  پدید می آید: کوارک های ظرفیت گلئون گسیل می کنند و گلئون به نوبه ی خود به کوارک - پاد کوارک و گلئون شکافته می شود. به این ترتیب در پیرامون کوارک ظرفیتی ابری از پارتون ها شکل می گیرد. این مجموعه یک ولون است. در گام دوم، در اثر پیوند و باز ترکیب ولون ها هادرون شکل می گیرد [۴]. پس اگر توابع توزیع پارتونی را در هر ولون بدست بیاوریم با استفاده از توابع توزیع ولون ها در پرتون  $G^{U(D)}(y)$  می توانیم توابع توزیع پارتونی در پرتون را بدست بیاوریم. این توابع توزیع ولونی در زیر آمده است:

$$G_U(y) = \frac{B(\alpha+1, \beta+1)y^\alpha(1-y)^{\alpha+\beta+1}}{B(\alpha+1, \beta+1)B(\alpha+1, \alpha+\beta+2)} \quad (4)$$

$$G_D(y) = \frac{B(\alpha+1, \alpha+1)y^\beta(1-y)^{2\alpha+1}}{B(\alpha+1, \beta+1)B(\alpha+1, \alpha+\beta+2)} \quad (5)$$

شرایط اولیه در حل معادلات  $DGLAP$  با استفاده از مدل ولون بسیار ساده است: در یک مقیاس اولیه نسبتاً پایین  $Q_0^2 = 0.3 \text{ GeV}^2$  فرض می کنیم هنوز هیچ کوارک دریا و گلئونی در پرتون آشکار نمی شوند و کوارک های ظرفیتی هستند که تمامی تکانه ی پرتون را حمل می کنند. بنابراین توابع توزیع اولیه برای کوارک های ظرفیتی

هادرونی استفاده خواهد شد. در این مقاله می خواهیم تابع توزیع پارتونی مربوط به کوارک های دریا در پرتون را با استفاده از مدل ولون و با استفاده از داده های تجربی  $\frac{\bar{d}}{u}$  بدست آوریم و همچنین نسبت  $\frac{F_2^n}{F_2^p}$  را محاسبه نموده ایم.

## توابع توزیع پارتونی و جداسازی کوارک های دریا

در نظریه اختلالی  $QCD$  تحول توابع توزیع کوارک ها، پادکوارکها و گلئون ها نسبت به  $Q^2$  با معادلات دیفرانسیل انتگرالی  $DGLAP$  به صورت زیر بیان می شوند و داریم [۱]:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ q_i(z, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{z}\right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{q}_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ \bar{q}_i(z, Q^2) P_{q\bar{q}}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{z}\right) \right] \quad (2)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[ \sum_i (q_i(z, Q^2) + \bar{q}_i(z, Q^2)) P_{gg}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{z}\right) \right] \quad (3)$$

که در روابط بالا  $P_{ij}(z)$  [۲] توابع شکافت می باشند که در تقریب  $NLO$  که محاسبات ما در این تقریب انجام شده است، برای ما شناخته شده هستند و  $\alpha_S(Q^2)$  ثابت جفت شدگی قوی می باشد. برای حل معادلات بالا نیاز به شرایط اولیه یعنی توابع توزیع پارتونی

در هر ولون  $\delta(z-1)$  و برای توابع توزیع کوارک‌های دریا و گلئون‌ها صفر است. آنچه از حل این معادلات برای توابع توزیع پارتونی کوارک‌های دریا بدست می‌آوریم سهم کل کوارک‌های دریا در تکانه‌ی پروتون است و حال سوال این است که سهم هر نوع از کوارک‌های دریا در تکانه‌ی پروتون و یا توابع توزیع پارتونی برای هر نوع کوارک دریا را چگونه بدست بیاوریم و چطور این جدا سازی کوارک‌های دریا را انجام دهیم؟

می‌دانیم که تابع توزیع کل کوارک‌های دریا به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\bar{q}_{sea}(x, Q^2) = 2\bar{u}(x, Q^2) + 2\bar{d}(x, Q^2) + 2\bar{s}(x, Q^2) + 2\bar{c}(x, Q^2) \quad (6)$$

حال ابتدا با استفاده از نتایج گروه CT14 [5] برای  $\frac{\bar{d}}{\bar{u}}$  بهترین برآزش با این داده‌ها را بدست می‌آوریم:

$$\frac{\bar{d}}{\bar{u}} = f(x) \Rightarrow \bar{d} = f(x) \times \bar{u} \quad (7)$$

برای محاسبه‌ی توابع توزیع پارتونی مربوط به بقیه کوارک‌های دریا از این حقیقت استفاده کرده‌ایم که هر چه یک کوارک سنگین‌تر باشد احتمال پیدا کردنش در پروتون کمتر است. پس داریم:

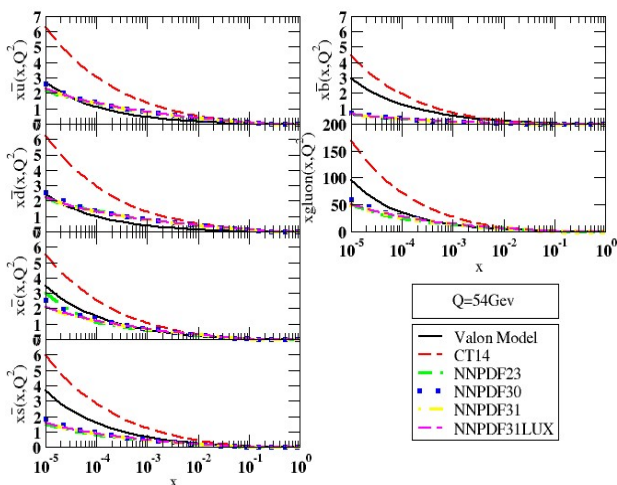
$$\begin{aligned} \frac{\bar{s}}{\bar{u}} &\sim \frac{m_{\bar{u}}}{m_{\bar{s}}} \\ \frac{\bar{c}}{\bar{u}} &\sim \frac{m_{\bar{u}}}{m_{\bar{c}}} \end{aligned} \quad (8)$$

که با جایگذاری روابط (7) و (8) در رابطه (6) و تعریف یک کمیت ثابت به صورت  $A = 2 + 2\frac{m_{\bar{u}}}{m_{\bar{s}}} + 2\frac{m_{\bar{u}}}{m_{\bar{c}}}$  که مقدار آن ثابت و برابر ۲/۰۵ است. در این صورت توابع توزیع پارتونی کوارک‌های دریا به صورت زیر بدست می‌آید:

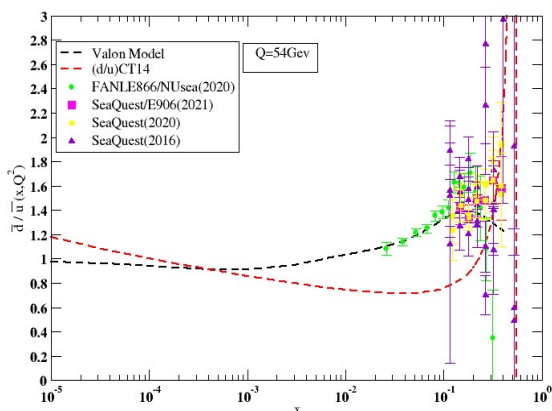
$$\begin{aligned} \bar{u}(x, Q^2) &= B \bar{q}_{sea}(x, Q^2) / (A + 2f(x)) \\ \bar{d}(x, Q^2) &= f(x) \times \bar{u}(x, Q^2) \\ \bar{s}(x, Q^2) &= C \frac{m_{\bar{u}}}{m_{\bar{s}}} \times \bar{u}(x, Q^2) \\ \bar{d}(x, Q^2) &= D \frac{m_{\bar{u}}}{m_{\bar{c}}} \times \bar{u}(x, Q^2) \end{aligned} \quad (9)$$

که در این روابط  $B=0.51$  و  $C=40$  و  $D=410$  است.

در شکل (۱) توابع توزیع کوارک‌های دریا که با این روش جداسازی شده‌اند را با دیگر مدل‌های پدیده‌شناسی مقایسه کرده‌ایم. مدل ولون هم می‌تواند مثل مدل‌های دیگر توابع توزیع پارتونی را به خوبی بدست بیاورد و اگر برای جدا سازی کوارک‌های دریا از داده‌های



شکل (۱): مقایسه توابع توزیع پارتونی مدل ولون با نتایج گروه های CT14، NNPDF2.3، NNPDF3.0، NNPDF3.1، NNPDF3.1LUX [۷ و ۶] به ازای انرژی  $Q^2 = 54 \text{ GeV}^2$ .



شکل (۲): مقایسه  $\frac{\bar{d}}{\bar{u}}$  با گروه CT14 و داده‌های تجربی به ازای انرژی  $Q^2 = 54 \text{ GeV}^2$ .

برای هر محدوده‌ای که توابع توزیع پارتونی معتبر هستند، نسبت تابع ساختار نوترون به پروتون را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} = \frac{U(x, Q^2) + 4D(x, Q^2) + \Sigma(x, Q^2)}{4U(x, Q^2) + D(x, Q^2) + \Sigma(x, Q^2)} \quad (10)$$

که در آن داریم:

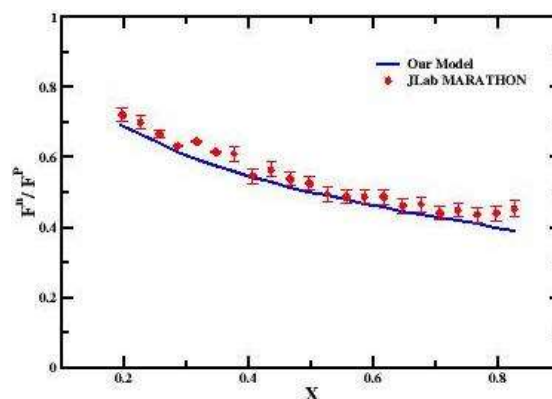
## مرجع ها

- [1] G. Altarelli and G. Parisi, "Asymptotic freedom in parton language" Nucl. Phys. B **126**, 298 (1977). doi:10.1016/0550-3213(77)90384-4.
- [2] E. G. Floratos, D. A. Ross and C. T. Sachrajda, "Higher-order effects in asymptotically free gauge theories: The anomalous dimensions of Wilson operators" Nucl. Phys. B **129**, 66 (1977) Erratum: [Nucl. Phys. B **139**, 545 (1978)]. doi:10.1016/0550-3213(78)90367-X, 10.1016/0550-3213(77)90020-7.
- [3] R. C. Hwa, "Evidence for valence-quark clusters in nucleon structure functions", Phys. Rev. D, vol. 22, no. 3, p. 759, 1980.
- [4] R. C. Hwa, "Leading and nonleading  $D \neq$  production in the Valon model", Phys. Rev. D, vol. 51, no. 1, p. 85, 1995.
- [5] C. Schmidt, J. Pumplin, D. Stump, and C. P. Yuan, "CT14QED parton distribution functions from isolated photon production in deep inelastic scattering" Phys. Rev. D **93**, 114015 (2016).
- [6] R. D. Ball et al. "Parton distributions with QED corrections" [The NNPDF Collaboration], arXiv:1308.0598 [hep-ph].
- [7] A. Manohar, P. Nason, G. P. Salam and G. Zanderighi, "How bright is the proton? A precise determination of the photon parton distribution function" Phys. Rev. Lett. **117**, no. 24, 242002 (2016). doi:10.1103/PhysRevLett.117.242002 [arXiv:1607.04266 [hep-ph]].
- [8] I. R. Afnan, F. R. P. Bissey, J. Gomez, A. T. Katramatou, W. Melnitchouk, G. G. Petratos, A. W. Thomas, "Neutron structure function and  $A = 3$  mirror nuclei", Phys. Lett. B **493** (2000) 36-42.
- [9] E. Pace, G. Salme, S. Scopetta, A. Kievsky, "Neutron structure function  $F_2^n(x)$  from deep inelastic electron scattering off few nucleon systems", Phys. Rev. C **64** (2001) 055203.
- [10] D. Abrams et al. "Measurement of the Nucleon  $F_2^n/F_2^p$  Structure Function Ratio by the Jefferson Lab MARATHON Tritium/Helium-3 Deep Inelastic Scattering Experiment", (2022) [arXiv:2104.05850 [hep-ex]].

$$\begin{aligned} U(x, Q^2) &= u(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2) \\ D(x, Q^2) &= d(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\Sigma(x, Q^2) = S(x, Q^2) + \bar{S}(x, Q^2) + C(x, Q^2) + \bar{C}(x, Q^2)$$

اندازه‌گیری این نسبت نیاز به یک هدف نوترونی موثر دارد در آزمایش های بسیاری از دوترون استفاده کرده‌اند. با این حال، علیرغم اینکه یک سیستم محدود ضعیف است، اثرات متعدد فیزیک هسته‌ای یک عدم قطعیت تئوری بزرگ در نسبت استخراج شده در  $x < 0.7$  ایجاد می‌کند. همچنین در مراجع [۸ و ۹] نشان می‌دهد یک نتیجه خوبی برای  $\frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)}$  با تشکیل نسبت اندازه‌گیری‌های پراکندگی غیرالاستیک عمیق در  ${}^3\text{H}$  و  ${}^3\text{He}$  بدست آورده شده است. مقایسه نتایج ما برای  $\frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)}$  با داده‌های گروه JLab [۱۰] در شکل (۳) نشان داده شده است.



شکل (۳): مقایسه نسبت تابع ساختار پرتون به نوترون به ازای انرژی

$Q^2 = 54 \text{ GeV}^2$  با داده‌های گروه JLab.

## نتیجه گیری

در مدل ولون تابع توزیع کل کوآرک‌های دریا را داریم و حال اینکه هر کدام از کوآرک‌های دریا چه تابع توزیعی دارد بایستی مطالعه شود. در این مقاله ما سعی کرده ایم با استفاده از نتایج گروه CT14 و روش برازش داده‌های  $\frac{\bar{d}}{\bar{u}}$  و توابع ساختار نوکلئون راهی برای این جداسازی ارائه کرده ایم و همچنین نسبت  $\frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)}$  را برحسب توابع توزیع پارتونی بدست آوردیم و با داده‌های گروه‌های مختلف و داده‌های تجربی مقایسه کرده‌ایم. نتایج توافق قابل قبولی با داده‌های تجربی و نیز مدل‌های پدیده‌شناسی موجود را نشان می‌دهد.