

## بررسی ممان های توابع توزیع کوآرک های ظرفیتی پایون

غفاریان عیدگاهی مقدم، اکرم<sup>۱</sup>؛ تقوی شهری، فاطمه<sup>۱</sup>؛ متقی زاده، مرضیه<sup>۱</sup>؛ شعبی، سمیرا<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشگاه علوم پایه، گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

<sup>۲</sup>پژوهشگاه ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش های بنیادی (IPM)، صندوق پستی ۱۹۳۹۵۵۳۱، تهران

### چکیده

در این مقاله ما با استفاده از مدل ولون توابع توزیع پارتونی کوآرک های ظرفیتی ذره پایون را به دست آوردیم و سپس آن را با داده های تجربی E615 مقایسه نمودیم. همچنین ممان های اول تا چهارم ذره پایون را محاسبه نموده و با مدل های دیگر مقایسه کردیم. سازگاری خوبی بین نتایج کار ما با داده های تجربی و مدل های دیگر مشاهده می شود.

## Study of the moments of the valence quark distribution functions of the pion

Akram Ghaffarian Eidgahi Moghaddam<sup>1</sup>; Fatemeh Taghavi-Shahri<sup>1</sup>; Marzieh Mottaghizadeh<sup>1</sup>  
Samira ShoebiMohsenabadi<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, P.O.Box 1436, Mashhad, Iran

<sup>2</sup>School of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), P.O.Box 19395-5531, Tehran, Iran

### Abstract

In this article, we obtained the parton distribution functions of the valence quarks in the pion using the Valon model and then compared it with the experimental data from E615. We also calculated the first to fourth moments of the pion and compared it with other results. There is a good agreement between our results and the experimental data and other models.

### مقدمه

پایون ناشناخته است. مطالعه ی ساختار پایون یک روش مهم برای بررسی QCD غیراختلالی است و به پاسخ به سوالات اساسی درباره ی مبدأ و منشأ جرم هادرون ها کمک می کند. از نظر تئوری روشهای مختلفی برای محاسبه ی توابع توزیع پارتونی در پایون وجود دارد اما به لحاظ تجربی به دلیل طول عمر کوتاه و ناپایداری هدف های ذراتی چون پایون و کایون، ساختار داخلی، کوآرک ها و گلوئون های این ذرات کمتر شناخته شده اند. در واقع داده های تجربی چندانی برای این ذرات وجود ندارد. از جمله فرآیندهای مهمی که در تعیین توابع ساختار و توابع توزیع پارتونی در پایون نقش دارند میتوان به فرآیندهای درل-یان [۴] و نیز تولید نوترون های پیشرو [۵] اشاره کرد. برهم کنش درل-یان قادر است توابع توزیع پارتونی هسته را در حد X های بزرگ (تکانه های بزرگ، انرژی های پایین) تعیین کند. در این برهم کنش نتیجه

نقش مهم پایون در برهم کنش های قوی درون هسته و تأثیرات آن در ساختار هسته از سال ۱۹۳۰ با کشف نوترون شناخته شد [۳,۲,۱]. پیشتر از آن نظریه وجود پایون و حتی مزون ها توسط دانشمند ژاپنی به نام هیدکی یوکاوا در سال ۱۹۳۵ پایه گذاری شده بود. او به دنبال ذراتی می گشت که بتواند با نیروی قوی برهم کنش کند و بر اساس محاسبات خود جرم آن را سنگین تر از الکترون و سبک تر از پروتون محاسبه نمود که به همین دلیل به آن ها مزون نام داد (مزون به معنای میانه است). یوکاوا ابتدا تصور میکرد که میون عامل چنین برهم کنش هایی است اما بعداً عامل برهم کنش را پایون به دست آورد و به خاطر این مسئله در سال ۱۹۴۹ جایزه نوبل فیزیک را بدست آورد. علی رغم پیشرفت های فوق العاده ای که در حوزه ی ذرات بنیادی حاصل شده است هنوز بسیاری از جنبه های پدیده شناسی ذره

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} [\sum_i (\bar{q}_i(z, Q^2) p_{qq}(\frac{x}{z}) + g(z, Q^2) p_{gq}(\frac{x}{z})) + g(z, Q^2) p_{gg}(\frac{x}{z})] \quad (۲)$$

در این روابط  $\alpha_s$  ثابت جفت شدگی قوی در نظریه QCD است. Z کسر تکانه کوآرک اولیه نسبت به تکانه پروتون و X هم کسر تکانه خروجی نسبت به تکانه ی پروتون می باشد. تابع توزیع احتمال گلوئون با کسر اندازه حرکت X در انرژی  $Q^2$ ،  $q_i(x, Q^2)$  و  $\bar{q}_i(x, Q^2)$  به ترتیب تابع توزیع احتمال کوآرک و پادکوآرک نوع i با کسر اندازه حرکت X در انرژی  $Q^2$  می باشند. توابع شکافت  $P_{ij}(z)$  احتمال یافتن پارتون j (کوآرک یا گلوئون) از پارتون i (کوآرک یا گلوئون) ام با کسر Z از تکانه پارتون اولیه است.

برای حل معادلات DGLAP به یک تابع ورودی در مقیاس اولیه انرژی نیازمندیم. گروه های پدیده شناسی هر کدام به روشی این تابع را حدس می زنند و با برازش نتایج خود با داده های تجربی پارامترهای آزاد مدل خود را بدست می آورند. ما در این پژوهش از رهیافت مدل ولون و شرایط فیزیکی حاکم بر آن برای انتخاب تابع ورودی استفاده می کنیم. از این رو در ادامه به توضیح این مدل پدیده شناسی خواهیم پرداخت.

## انجام آنالیز و استخراج توابع توزیع پایون با استفاده از

### مدل ولون

مدل ولون یکی از مدل های پدیده شناختی است که علی رغم ساختار فیزیکی ساده، تصویر خوبی از ساختار داخلی هادرون ها ارائه می دهد. این مدل اولین بار توسط هووا (Hwa) برای محاسبه ی توابع توزیع غیر قطبیده پارتونی معرفی شد. در این مدل به جای آن که هادرون ها را مجموعه ای از ذرات نقطه ای در نظر بگیرند، آن ها را به صورت بسته هایی شامل کوآرک های ظرفیتی، کوآرک های دریا و گلوئون های وابسته به این کوآرک ظرفیتی در نظر می گیرند. این بسته ها را ولون می نامند. به عبارت دیگر مزون ها حاوی دو ولون و باریون ها حاوی سه ولون هستند. به طور مثال پروتون

نابودی پارتون و آنتی پارتون، تولید بوزون  $Z_0$  یا فوتون مجازی است که آنها نیز به یک جفت لپتون تجزیه می شوند. از جمله داده های این نوع فرایند میتوان به داده های NA10، E615 و E866 اشاره کرد. [۸،۷،۶]

برهم کنش تولید نوترون های پیشرو با هدف تعیین تابع ساختار پایون در حد کسر تکانه های کوچک پایون انجام می شود. از جمله داده های مهم این آزمایش داده های H1(2010) و ZEUS (2002) می باشند [۹، ۱۰]

## چارچوب نظری آنالیز

پراکندگی ناکشسان ژرف، DIS یک مدل اولیه برای فرآیندهای هادرونی سخت و یک آزمایش مهم و بسیار موفق برای بررسی QCD اختلالی است. همچنین این آزمایش یک روش مستقیم برای کشف ساختار داخلی هادرون هاست. در این نوع پراکندگی ماهیت ذره هدف تغییر کرده و ذره ورودی میتواند تغییر ماهیت بدهد.

پراکندگی ناکشسان ژرف تنها در انرژی های بالا رخ میدهد، همانند شکل یک پرتوی پر انرژی که عموماً لپتونی است و توسط یک شتابدهنده شتاب گرفته است به هادرون هدف برخورد کرده و پس از آن دریایی از هادرون های جدید را تولید می کند.

هدف از تحلیل QCD داده های برهمکنش ناکشسان عمیق، بدست آوردن توابع توزیع پارتونی از سطح مقطع یا تابع ساختار است. در نظریه QCD اختلالی، تحول توابع توزیع با  $Q^2$  توسط معادلات دیفرانسیلی -انتگرالی DGLAP بیان می شود که معمولاً با پارامتری کردن توابع توزیع در یک مقیاس ورودی از انرژی های کم آغاز می شود و سپس توسط حل معادلات DGLAP تا مراتب بالاتر از اختلال گسترش می یابد.

توابع توزیع پارتونی از معادلات معروف DGLAP زیر پیروی می کنند [۱۱].

$$\frac{dq_i(\beta, Q^2)}{dQ^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_\beta^1 \frac{dz}{z} [q_i(z, Q^2) p_{qq}(\frac{x}{z}) + g(z, Q^2) p_{qg}(\frac{x}{z})] \quad (۱)$$

شامل دو ولون U و یک ولون D است و پایون از یک ولون D و یک ولون  $\bar{U}$  ساخته شده است.

هدف ما استفاده از مدل پدیده شناسی ولون برای محاسبه توابع توزیع پارتونی در پایون است. محاسبه توابع توزیع پارتونی در مدل ولون طی دو مرحله انجام می شود:

در مرحله اول با اعمال شرایط مناسب توابع توزیع پارتونی در ولون ها،  $q^{valon}(x, Q^2)$ ، از حل معادلات DGLAP محاسبه می شود [۱۲]. سپس در مرحله دوم با استفاده از انتگرال پیچش بین توابع توزیع پارتونی در ولون ها و توابع توزیع ولون ها،  $G_{valon}^p(y)$ ، توابع توزیع پارتونی داخل پایون  $q^p(x, Q^2)$  بدست می آید. این انتگرال پیچش عبارت است از:

$$q^p(x, Q^2) = \sum_{valon} \int_x^1 dy G_{valon}^p(y) q^{valon}\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) \quad (۳)$$

توابع توزیع ولون  $G_{valon}^p(y)$ ، باید در روابط زیر صدق کنند:

$$\int_x^1 G_{valon}^p(y) dy = 1$$

$$\sum_{valon} \int_x^1 G_{valon}^p(y) dy = 1$$

تابع توزیع ولون های U و  $\bar{D}$  در پایون مثبت به این صورت خواهد بود [۱۳].

$$G_{U/p} = \frac{y^\alpha(1-y)^{\alpha+\beta+1}}{B(\alpha+1, \beta+1)} \quad G_{\bar{D}/p} = G_{U/p}$$

که در آن  $\alpha = 0.01$  و  $\beta = 0.06$  و  $B(m, n)$  تابع بتا است. رابطه اول انتگرال بهنجارش این تابع است و رابطه دوم مفهوم پایستگی تکانه هادرون را بیان می کند. توابع توزیع ولون، احتمال یافتن یک ولون با کسر اندازه حرکت  $y$  از اندازه حرکت هادرون را توصیف می کنند.

با داشتن تابع توزیع ولون ها، تعیین تابع توزیع پارتون های داخل ذره مورد نظر امکان پذیر خواهد بود. این توابع توزیع به طور مثال برای پایون مثبت عبارتند از: توزیع کوارک های ظرفیتی  $\bar{d}$ ،  $u$ ، کوارک های دریا  $\bar{q}_{sea}$ ، توزیع گلوئون  $g$ . پس رابطه ی (۳) برای محاسبه ی توابع توزیع پارتونی پایون به صورت زیر نوشته می شود:

$$u_v(x, Q^2) = \int_x^1 q_{valon}^{valance}(z = \frac{x}{y}, Q^2) G_U(y) dy$$

$$\bar{d}_v(x, Q^2) = \int_x^1 q_{valon}^{valance}(z = \frac{x}{y}, Q^2) G_{\bar{D}}(y) dy$$

$$\bar{q}_{sea}(x, Q^2) = \int_x^1 q_{valon}^{sea}\left(z = \frac{x}{y}, Q^2\right) G_U(y) dy$$

$$+ \int_x^1 q_{valon}^{sea}\left(z = \frac{x}{y}, Q^2\right) G_{\bar{D}}(y) dy$$

$$g(x, Q^2) = \int_x^1 q_{valon}^g\left(z = \frac{x}{y}, Q^2\right) G_U(y) dy$$

$$+ \int_x^1 q_{valon}^g\left(z = \frac{x}{y}, Q^2\right) G_{\bar{D}}(y) dy$$

در روابط فوق  $q_{valon}^{valance}(x, Q^2)$ ،  $q_{valon}^{sea}(x, Q^2)$ ، توابع توزیع پارتونهای داخل ولون هستند که با استفاده از حل معادلات تحولی DGLAP در یک ولون به دست می آیند. نکته قابل توجه اینست که  $\bar{d}_v = u_v$  برای حل این معادلات نیاز به توابع توزیع پارتونی اولیه در ولون داریم. محاسبات برای  $A_{QCD} = 0.33 \text{ GeV}$  و مقیاس انرژی اولیه  $Q_0^2 = 0.283 \text{ GeV}^2$  انجام شده است. هدف از انتخاب مقدار کم انرژی اولیه  $Q_0^2$ ، بر اساس مدل فرضیه شناسی ولون است تا مطمئن باشیم که در این مقیاس بجز کوارک های ظرفیتی هیچ چیز دیگری قابل شناسایی نیست. از این رو به دلیل اینکه در  $Q_0^2$  ولون شبیه یک کوارک ظرفیتی بدون ساختار می باشد؛ برای برقراری پایستگی انرژی- تکانه به سادگی می توان تابع توزیع اولیه را به صورت  $\delta(z-1)$  انتخاب کرد که  $z = \frac{x}{y}$  است. این انتخاب بدین معناست که در مقیاس کم انرژی  $Q_0^2$ ، پایون در حالت پایه از دو کوارک ظرفیتی که کل تکانه آن را حمل می کنند، تشکیل شده است. بنابراین در فضای  $z$  باید توابع توزیع پارتونی اولیه در ولون را به صورت  $q^v\left(\frac{x}{y}, Q_0^2\right) = \delta(z-1)$  انتخاب کنیم.

مقایسه ی ممان های اول تا چهارم کار ما با گروه های دیگر:

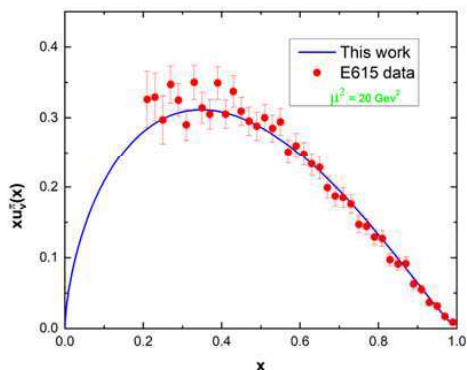
مقایسه ممان های اول تا سوم و حتی چهارم روش مناسبی برای مقایسه نتایج روش تئوری با داده های آزمایشگاهی است. در اینجا ما به بررسی ممان توابع توزیع کوارک های ظرفیتی در پایون می پردازیم که بر اساس رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\langle x^n \rangle_f = \int_0^1 x^n f_v^\pi(x, Q^2) dx$$

$$n = 1, 2, 3, 4$$

جدول (۱) مقایسه ممان های اول تا چهارم کار ما با کار گروههای دیگر در انرژی  $4\text{Gev}^2$

group	$\mu^2(\text{Gev}^2)$	$\langle x \rangle$	$\langle x^2 \rangle$	$\langle x^3 \rangle$	$\langle x^4 \rangle$
Sutton (1992)	4	0.24	0.10	0.058	
Hecht (2001)	4	0.24	0.098	0.049	
Chen (2016)	4	0.24	0.11	0.052	
BSE (2018)	4	0.24			
BSE (2019)	4	0.24			
LatticeQCD (2007)	4	0.27	0.13	0.074	
DESY (2016)	4	0.44			
ETM (2018)	4	0.207	0.163		
JAM (2008)	4	0.245	0.108	0.057	0.035
This Work	4	0.234	0.106	0.060	0.038



شکل (۱) مقایسه تابع توزیع کوارک ظرفیت U با داده‌های تجربی E615 [۷].

جدول (۲) مقایسه ممان های اول تا چهارم کار ما با کار گروههای دیگر در

انرژی  $27\text{Gev}^2$

group	$\mu^2(\text{Gev}^2)$	$\langle x \rangle$	$\langle x^2 \rangle$	$\langle x^3 \rangle$	$\langle x^4 \rangle$
Watanabe (2018)	27	0.23	0.094	0.048	0.054
Nam (2012)	27	0.214	0.087	0.044	0.037
Wijesooriya (2005)	27	0.217	0.087	0.043	
BLFQ-NJL	27	0.210	0.084	0.059	0.044
This Work	27	0.198	0.081	0.042	0.025

جدول (۳) مقایسه ممان های اول تا چهارم کار ما با کار گروههای دیگر در انرژی  $49\text{Gev}^2$

group	$\mu^2(\text{Gev}^2)$	$\langle x \rangle$	$\langle x^2 \rangle$	$\langle x^3 \rangle$	$\langle x^4 \rangle$
Sutton (1992)	49	0.20	0.008		
Martinell (1998) (Lattice QCD)	49	0.23	0.090		
BLFQ-NJL	49	0.202	0.079		
This Work	49	0.190	0.076	0.038	0.022

### بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از مدل پدیده شناسی ولون تابع توزیع کوارک ظرفیتی ذره پایون را به دست آورده و آن را با داده های تجربی E615 مقایسه نمودیم. با توجه به شکل (۱) مشاهده می شود که توافق بسیار خوبی بین تابع توزیع به دست آمده از مدل ما با داده های تجربی وجود دارد. همچنین ممان های اول تا چهارم کوارک ظرفیتی را محاسبه نموده و بابتایچ گرو های مختلف مقایسه کردیم که توافق نسبتا قابل قبولی مشاهده شد.

### مرجع‌ها

- [1] J. Chadwick, Proc. R. Soc. A **136**, 692 (1932).
- [2] C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini, and C.F. Powell, Nature (London) **160**, 453(1974).
- [3] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jpn. **17**, 48 (1935)
- [4] Bourrely, Claude, and Jacques Soffer. Nuclear Physics A **981** (2019): 118-129.
- [5] arXiv preprint hep-ex/0205076 (2002).
- [6] Z. Phys. C Particles and Fields **28**, 9-14 (1985)
- [7] J.S. Conway et al., Phys. Rev. D **39**, 92 (1989).
- [8] R.S. Towell, et al. Physical Review D **64** (2001): 052002.
- [9] [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **6**, 587 (1999).
- [10] [ZEUS Collaboration], Nucl. Phys. B **637**, 3 (2002).
- [11] F. A. Ceccopieri, Eur Phys J C **74**, 3029 (2014).
- [12] F. Arash, Physics Letters B **557** (2003): 38-44.
- [13] F. Arash, Physical Review D **69** (2004).
- [14] Lan, Jiangshan, et al. Physical Review D **101** (2020): 034024.

در جداول (۱)، (۲)، (۳) ممان های اول تا چهارم کوارک ظرفیتی پایون تعیین شده و با نتایج گروه های دیگر [۱۴] در انرژی های مشابه مقایسه شده است. سازگاری خوبی بین نتایج کار ما با کار گروه های دیگر مشاهده می شود. در شکل زیر تابع توزیع کوارک های ظرفیتی در پایون محاسبه و با داده های تجربی E615 مقایسه شده است که نتایج تطابق قابل قبولی را نشان می دهند.