

# ساختار نوکلئونها در هسته‌های فوق سنگین

دکتر مجید مدرس

دانشیار دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی امیرکبیر

دکتر کراسوس غفوری تبریزی

استادیار دانشکده علوم دانشگاه شهید بهشتی

چکیده:

هدف از ارائه این مقاله بررسی ساختار نوکلئونها در هسته‌های فوق سنگین است. در این رابطه دو مدل نظری جهت انجام محاسبات عرضه می‌شود. نتایج حاصل با داده‌های تجربی مقایسه می‌گردد. نتیجه آن نشان می‌دهد که کوارکها رل مهمی در نمایش ساختار نوکلئونها دارند و بالاخره اعمال تابع همبستگی بین نوکلئونها در جهت توصیف بهتر نتایج الزامی است.

## The Structure Function of Nucleons in Super Heavy Nuclei

M. Modares, Ph.D.

Physics Dept., Amirkabir University of Technology

K. GH. Tabrizi, Ph, D

Sci. Dept. Shahid Beheshti University

### ABSTRACT:

*The aim of this article is to investigate the structure function of heavy nuclei. We introduce two theoretical model and we compare them with the corresponding experimental results. It is shown that quarks have an important rules in the sturcture of nuclei. Finally we conclude that by using the two – body correlation function in the theoretical calculations it is possible to improve the above results.*

ارائه شده است که در اکثر آنها رفتار کوارکها در داخل نوکلئونها در محاسبات وارد شده است ولی مساله عمده محاسبه دینامیک کوارکها می‌باشد که باعث پیچیدگی و مشکل نمودن محاسبات می‌شود. در این مقاله دو مدل جهت توضیح ساختار نوکلئون ارائه می‌شود که هر دو با توجه به نتایج تجربی، خواص اصلی ساختار نوکلئونها را توجیه می‌کنند.

مقدمه

به طریق آزمایش پراکندگی الکترون - نوکلئون در سالهای اخیر مشاهده شده است که ساختار یک نوکلئون آزاد با یک نوکلئون مقید در هسته، متفاوت است. به منظور مطالعه چگونگی این اختلاف مدل‌های نظری متفاوتی

# ۱- مدل کانولوشن

در این مدل هسته را یک سیستم پایداری از نوکلئونها و مزونها فرض می‌کنیم که فوتون مجازی با اندازه حرکت خطی بزرگ ( $Q^2$ ) توسط این ذرات بطور غیرهمدوس پراکنده می‌شود. لذا می‌توان توزیع اندازه حرکت خطی کوارکهای ذرات داخل هسته را به صورت زیر نوشت:

$$f_{a/A}(x_A) = \sum_T \int dy dz_T \delta(y_A Z_T - x_A) f_{a/T}(Z_T) f_{T/A}(y_A) \quad (1)$$

که در آن  $T$  معرف نوع ذرات داخل هسته (نوکلئون یا مزون) است. نمایشگر تعداد نوکلئونهای هسته و  $a$  نشانگر نوع کوارکها است. تابع دلنا در رابطه فوق فقط بقاء اندازه حرکت خطی را تضمین می‌کند. ساختار نوکلئونها از رابطه:

$$F_2(x) = x \sum_a Q_a^2 f_a(x) \quad (2)$$

به دست می‌آید که در آن  $Q_a$  بار الکتریکی کوارکها می‌باشد. در این صورت با توجه به رابطه (۱) و (۲) داریم:

$$F_2^A(x) = \sum_T \int dz f_T(z) F_2^T(x/z) \quad (3)$$

که در آن  $f_T(z)$  معرف چگونگی توزیع نوکلئونها و مزونها در هسته است  $F_2(y)$  نشان دهنده ساختار یک نوکلئون یا مزون بطور آزاد است. به عبارت دیگر زمانی که این نوکلئون هیچگونه برهم کنشی یا ذرات دیگر ندارد. در محاسبات  $F_2(y)$  را از داده‌های تجربی می‌گیریم و پس از محاسبه  $F_2^A(x)$ ، نسبت این دو یعنی:

$$R(x) = \frac{F_2^A(x)}{AF_2(y)} \quad (4)$$

را با نتایج تجربی به دست آمده برای هر هسته (با عدد جرمی  $A$ ) مقایسه می‌کنیم. مساله مهم و عمده به دست آوردن  $f_T(z)$  است. در این محاسبات از مزونها صرف نظر می‌کنیم و برای یک نوکلئون با استفاده از تقریب ضربه‌آ و کار نمودن در مدل استقلال ذرات می‌توان نوشت:

$$f_N(Z) = \sum_\lambda \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\varphi_\lambda(p)|^2 \delta(Z - (M + \epsilon_\lambda - p_3)/M) \quad (5)$$

که در آن:

$$\varphi_\lambda(p) = \int d^3r e^{-iPr} \langle (A-1)\lambda, A \rangle \quad (6)$$

و

$$E \quad \epsilon_\lambda = \frac{p_\lambda^2}{2M} + V \quad (7)$$

در این مدل،  $V$  عبارتست از پتانسیلی که هر نوکلئون در آن قرار دارد. و تابع  $\varphi_\lambda(p)$  طبق رابطه زیر بهنجار شده است.

$$\sum_\lambda \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\varphi_\lambda(p)|^2 = A \quad (8)$$

که خود منجر به بهنجار شدن

$$\frac{1}{A} \int dZ f_N(Z) = 1 \quad (9)$$

می‌شود. برای ساده شدن محاسبات هسته فوق سنگین فرضی را در حد ترمودینامیکی طوری در نظر می‌گیریم که در آن  $A \rightarrow \infty$  و  $V \rightarrow \infty$

و دانسته  $\rho = \frac{A}{V}$  همواره مقدار ثابتی باشد. چنین سیستمی معادل با گاز فرمی از نوکلئونها است که در چاه پتانسیلی به عمق  $V$  قرار گرفته‌اند. در این حالت،

$$\varphi_\lambda(p) = 4(2\pi)^3 \delta(\vec{p} - \vec{p}_\lambda) \theta(p_F - |\vec{p}|) \quad (10)$$

است که در آن  $p_F$  اندازه حرکت خطی فرمی می‌باشد. با استفاده از رابطه فوق  $f_N(z)$  به صورت زیر محاسبه می‌گردد:

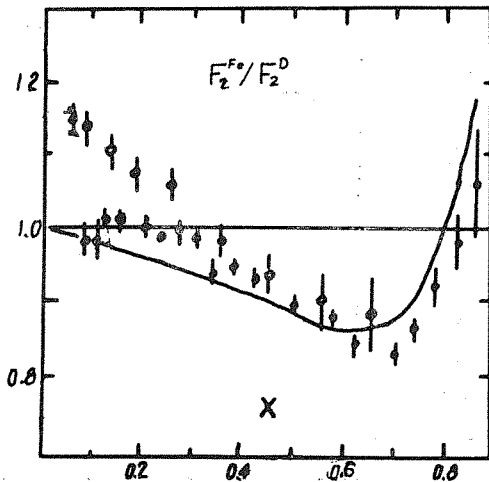
$$f_N(z) = A \left( \frac{3M^3}{4p_F} \right) [1 - (z - \langle z \rangle)^2] / p_F^2 \theta(p_F - |V_F - \langle z \rangle|) \quad (11)$$

$$V_F = \frac{p_F}{M}, \quad \langle z \rangle = 1 + \frac{V}{M} + \frac{3p_F^2}{10M} \quad (12)$$

در این مقاله:

$$F_2^N(x) = 0.59\sqrt{x(1-x)}^{2.8} + 0.33\sqrt{x(1-x)}^{3.8} + 0.49(1-x)^8 \quad (13)$$

از نتایج تجربی استخراج می‌شود (۴). در شکل (۱)  $R(x)$  برای مقادیر مختلف  $x$  با  $p_F = 270 \text{ MeV}$  و  $V = -62 \text{ eV}$  رسم شده و با داده‌های تجربی برای هسته آهن  $^{56}\text{Fe}$  مقایسه گردیده است. در عمل مشاهده می‌گردد اگر عمق چاه را زیادکنیم منحنی فوق برای مقادیر  $x < 0.6$  تغییرات بیشتری دارد و کوچکتر می‌شود، در صورتی که در  $x > 0.6$  منحنی بیشتر وابسته به انتخاب  $p_F$  دارد.  $p_F = 270 \text{ MeV}$  اندازه حرکت خطی مناسب جهت گاز فرمی معادل هسته آهن است.



شکل (۱)

## ۲- مدل جایجائی کوارکها

در این مدل دو مساله همبستگی نوکلئونها و احتمال جایجا شدن کوارکها از یک نوکلئون به نوکلئون دیگر خاثر اهمیت است که هر دو مساله در محاسبات مربوط به چگونگی ساختار نوکلئونها در هسته وارد می‌گردد.

در این روش تابع توزیع اندازه حرکت خطی یک کوارک  $R$  در داخل یک هسته با تابع موج  $|\psi_0\rangle$  به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\rho(k) = \frac{\langle \psi_0 | q_\mu^+ q_\mu | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | \psi_0 \rangle} \quad (14)$$

که  $q^+$  و  $q$  به ترتیب عبارتند از عملگرهای آفرینش و نابودی کوآرکها. در این مقاله  $|\psi_0\rangle$  را از محاسباتی LOCV بر روی ماده هسته‌ای (۵) گرفته می‌شود. با استفاده از این تابع تابع چگالی دو نوکلئونی را به دست آورد.

$$\rho(r_1, r_2) = \rho_0^2 g_1(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) = [A(A-1)]^{-1} |\psi_0|^2 \quad (15)$$

که در آن  $P_F^3 = (\frac{3}{2})\pi^2 \rho_0$  و  $g_1(r_1 - r_2)$  تابع توزیع مکانی دو ذره می‌باشد (۶) با استفاده از تبدیل فوریه تابع فوق می‌توان  $\rho(k)$  را به صورت زیر نوشت (۷)

$$\rho(k) = \frac{A(k) + \frac{2}{9}(C(k) + \frac{1}{9}D(k))}{1 + \frac{9}{8}I} \quad (16)$$

که در آن  $b$  معرف اندازه یک نوکلئون است و حدوداً "  $0.8 < b < 1$  " فرمی است و:

$$A(k) = \left(\frac{3b^2}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-3/2 b^2 k^2} \quad (17-a)$$

$$C(k) = \left(\frac{27b^2}{7\pi}\right)^{3/2} e^{-12/7 b^2 k^2} \quad (17-b)$$

$$D(k) = \left(\frac{27b^2}{4\pi}\right)^{3/2} e^{-3b^2 k^2} \quad (17-c)$$

$$I = 4\pi \rho_0 \int dx e^{-3x^2/4b^2} x^2 g_1(x) \quad (17)$$

می‌باشند.

تابع توزیع  $\rho(k)$  را می‌توان به صورت زیر مثل حالت قبل در تابع ساختار نوکلئون در هسته وارد کرد:

$$F_2^T(x) = x \sum_a Q_a^2 f_{a/T}(x_T) \quad (18)$$

$$f_{a/T}(x_T) = 2\pi M \int_{k_{min}}^{\infty} k dk \rho(k) \quad (19)$$

$$k_{min} = \frac{(x_T M + \epsilon_0)^2 - m^2}{2(s_T M + \epsilon_0)} \quad (20)$$

$\epsilon_0$  و  $m$  طوری اختیار می‌شوند که تابع  $F_2^N(x)$  مطابق ساختار یک نوکلئون آزاد باشد. بالاخره

$$R(x) = \frac{F_2^T(x)}{A F_2^N(x)} \quad (21)$$

با جایگذاری  $F_2^T(x)$  و  $F_2^N(x)$  در رابطه فوق نتیجه می‌شود که

$$R(x) = 1 - \frac{1}{1 + \frac{8}{9}I} \left\{ 1 - \frac{3}{14} \sqrt{\frac{2}{7}} e^{-\frac{3}{14} b^2 k_{min}^2} - \sqrt{\frac{2}{3}} e^{-\frac{2}{3} b^2 k_{min}^2} \right\} \quad (22)$$

نتایج حاصله برای  $b = 0.9$  و  $b = 0.8$  در جدولهای شماره (۱) و (۲) داده شده و با نتایج تجربی مقایسه گردیده است. اولین سطر (این جدولها) نتایج بدون در نظر گرفتن تابع همبستگی

Table 1. Various form of calculation of the emc ratio  $R(x)$  as explained in the text ( $b=0.8$  fm).

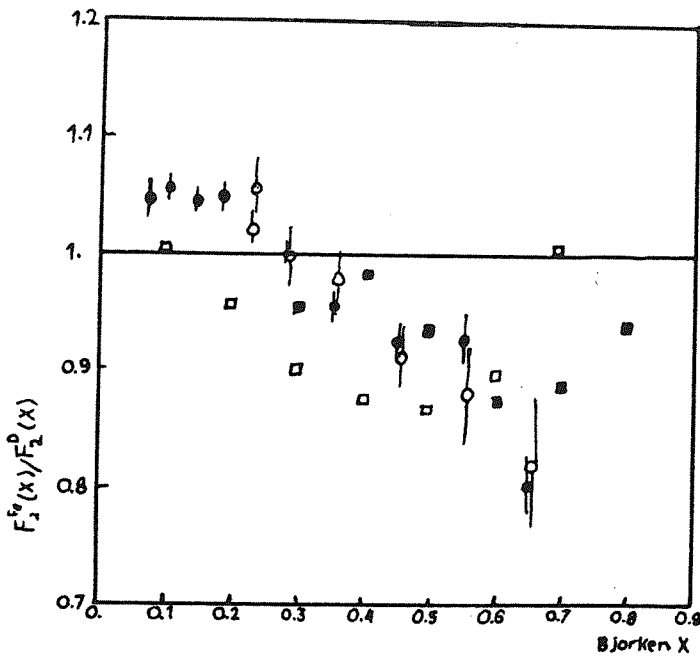
Bjorken	x	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
$K_F = 1.2$	$g_1$	0.9998	0.9492	0.9039	0.8670	0.8375	0.8133	0.7925	0.7739
	$g_c$	0.9999	0.9644	0.9327	0.9068	0.8862	0.8693	0.8547	0.8417
	$g_{IK}$	0.9999	0.9573	0.9193	0.8883	0.8636	0.8433	0.8258	0.8102
	$g_{I\Delta}$	0.9999	0.9578	0.9202	0.8896	0.8652	0.8451	0.8278	0.8124
$K_F = 1.4$	$g_1^*$	0.9998	0.9312	0.8700	0.8201	0.7802	0.7475	0.7193	0.6942
	$g_c^*$	0.9999	0.9501	0.9056	0.8694	0.8405	0.8167	0.7962	0.7780
	$g_{IK}^*$	0.9998	0.9405	0.8883	0.8454	0.8112	0.7880	0.7588	0.7372
	$g_{I\Delta}^*$	0.9998	0.9415	0.8893	0.8469	0.8130	0.7851	0.7611	0.7398
$g_{I\Delta}^* + \text{Fermi motion}$	1.0028	0.9515	0.9003	0.8779	0.8690	0.8961	1.0131	1.3338	
Experimental			0.951	0.979	0.933	0.876	0.885	0.936	

جدول ۱

جدول (۲)

Table 2. As table 1 but for  $b=0.9$  fm.

Bjorken	x	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
$K_F = 1.2$	$g_1$	0.9834	0.9112	0.8513	0.8051	0.7687	0.7384	0.7118	0.6884
	$g_c$	0.9865	0.9277	0.8790	0.8413	0.8117	0.7870	0.7654	0.7464
	$g_{IK}$	0.9852	0.9205	0.8669	0.8255	0.7929	0.7657	0.7420	0.7210
	$g_{I\Delta}$	0.9853	0.9211	0.8679	0.8269	0.7946	0.7676	0.7440	0.7233
$K_F = 1.4$	$g_1^*$	0.9785	0.8849	0.8073	0.7404	0.7002	0.6609	0.6265	0.5962
	$g_c^*$	0.9821	0.9040	0.8391	0.7891	0.7498	0.7169	0.6882	0.6629
	$g_{IK}^*$	0.9804	0.8951	0.8243	0.7696	0.7266	0.6907	0.6594	0.6317
	$g_{I\Delta}^*$	0.9805	0.8957	0.8253	0.7710	0.7283	0.6926	0.6615	0.6340
$g_{I\Delta}^* + \text{Fermi motion}$	0.9835	0.9057	0.8443	0.8020	0.7339	0.8036	0.9135	1.3280	



شکل ۲: □ نتایج مدل ارائه شده  
○، ● نتایج تجربی از مراجع (۴۰)

بین نوکلئونها است در صورتی که در سطرهای سوم و چهارم  $R(x)$  -  
برای دو نوع تابع همبستگی (۷) آمده است و سطر دوم جدول مربوط  
به همین محاسبات است ولی با تابع همبستگی فرضی

$$g(r) = 0 \quad r < 1 \text{ fm} \quad (22)$$

$$= 1 \quad r > 1 \text{ fm}$$

توجه کنید که نتایج تجربی مربوط به هسته آهن ( $A = 56$ )  
است و نتایج نهایی که به آن اثر فرمی از مدل کانولوشن اضافه  
شده در شکل (۲) نشان داده شده است.

#### بحث در مورد نتایج

همان طوری که در دو نوع مدل فوق مشاهده نمودیم به طور کلی  
می توان تا اندازه ای نتایج تجربی را با این دو نظریه توجیه نمود.  
مدل کانولوشن نتایج تجربی را بهتر توضیح می دهد. ولی از نظر  
بنیادی نمی توان آن را قبول نمود و در حالی که این مساله بر مبنای  
اثر کوارکها قابل قبول تر است از طرف دیگر اعمال تابع همبستگی  
بین نوکلئونها باعث بهبود نتایج می شود که این خود از اهمیت  
خاص برخوردار است.

از طرفی اثرهای دیگر نظیر وجود مزونها یا به عبارت دیگر  
به وجود آمدن جفتها کوارک - پاد کوارک ممکن است بتواند نتایج  
نظری را در آینده بهبود ببخشد.

#### پاورقی

1. Convolution
2. Impulse Approximation

#### منابع

1. Aubert J.J. et al 1983 Phys. Lett 105B 485
2. Jaffe R.L. 1986 MIT Report NO CTP/1261.
3. Dieperink A.E.L. & De Forest Jr. T. Annu. Rev. of Nuclear Science 95 (1975) 1.
4. Badier et al CERN—Ep 83—48 (1983).
5. Modarres M. and Irvine J.M, J. Phys. G Nucl. Phys. 5 (1979) 511.
6. Hoodbhoy P. and Jaffe R.L. Phys. rev. D35 (1987) 113.
7. Modarres M. and Ghafoori—Tabrizi K. to be published in J. Phys. G Nucl. Phys (1988).