



دانشکده‌ی علوم
گروه فیزیک

عنوان:

بررسی و مطالعه‌ی نقش شکست تقارن ایزواسکالری در کاهش انرژی پیوستگی در اثر

EMC هسته‌های ^{56}Fe و ^{27}Al

استاد راهنما:

دکتر فرهاد ذوالفقارپور

توسط:

مینا میرزایی

دانشگاه محقق اردبیلی

تابستان ۱۳۸۹



عنوان پایان نامه:

بررسی و مطالعه ی نقش شکست تقارن ایزواسکالری در کاهش انرژی پیوستگی در اثر
EMC هسته های ^{56}Fe و ^{27}Al

توسط:

مینامیرزایی

پایان نامه برای اخذ درجه ی کارشناسی ارشد
در رشته ی فیزیک (گرایش هسته ای)

از

دانشگاه محقق اردبیلی

اردبیل - ایران

ارزیابی و تصویب شده توسط کمیته پایان نامه با درجه: عالی

دکتر فرهاد ذوالفقاریور، (استاد راهنما و رئیس کمیته) استادیار

دکتر داریوش رضایی، (داور داخلی) استادیار

دکتر حسین قلی زاده، (داور خارجی) استادیار

تیر-۱۳۸۹

نام خانوادگی دانشجوی: میرزایی	نام: مینا
عنوان پایان نامه:	
بررسی و مطالعه‌ی نقش شکست تقارن ایزواسکالری در کاهش انرژی پیوستگی در اثر EMC هسته‌های ^{27}Al و ^{56}Fe	
استاد راهنما: دکتر فرهاد ذوالفقاریپور	
مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد	رشته: فیزیک
گرایش: هسته ای	دانشگاه: محقق اردبیلی
تاریخ فارغ التحصیلی: ۱۳۸۹/۴/۲۰	تعداد صفحه: ۸۶
کلید واژه ها: پراکندگی ناکشسان ژرف، تابع ساختار نوکلئون، اثر EMC	
چکیده:	
<p>تابع ساختار نوکلئون مقید در هسته در اثر برهمکنش با محیط هسته، نسبت به تابع ساختار نوکلئون آزاد تغییر می‌کند که به اثر EMC معروف گشته است. کارهای قبلی نشان داده‌اند که تابع ساختار هسته به شدت به حرکت فرمی و انرژی بستگی وابسته است. اما مقادیر انرژی بستگی که در کارهای قبلی برای توضیح این اثر استفاده شده است بیشتر از مقدار مورد انتظار است. یکی از دلایل این امر آن است که آنها از یک پارامتر نوسانگر برای تمام لایه‌های هسته‌ای استفاده کرده‌اند. اما لایه‌های مختلف هسته‌ای دارای شعاع‌های متفاوتی هستند. بنابراین ما می‌توانیم برای پوسته‌های مختلف از پارامترهای نوسانگر مختلف مربوط به آن استفاده کنیم. ما در این پایان‌نامه با استفاده از این فرض، اثر EMC را برای هسته‌های آهن و آلومینیوم بررسی کرده‌ایم. نکته‌ی قابل توجه دیگر آن است که در کارهای قبلی از تابع ساختار نوکلئونی که سازگاری خوبی با نتایج تجربی نداشته‌اند استفاده شده است. اما در این تحقیق تابع ساختار نوترون و پروتون را متفاوت فرض کرده و از تابع ساختار نوترون و پروتون گروه GRV استفاده کرده‌ایم. به عبارت دیگر نقش شکست تقارن ایزواسکالری را در تابع ساختار هسته‌ای نیز مورد بررسی قرار داده‌ایم. هر دو عامل ذکر شده باعث کاهش انرژی بستگی شده‌اند. همچنین نشان داده‌ایم نتایج به دست آمده با استفاده از فرض‌های بالا برای اثر EMC سازگاری بسیار خوبی با نتایج تجربی دارند. برای این منظور ابتدا تابع ساختار نوکلئونی را مورد بحث قرار داده و سپس اثر EMC را بررسی خواهیم کرد. در نهایت نتایج به دست آمده از فرض‌های بالا را با نتایج تجربی مقایسه خواهیم کرد.</p>	

فهرست مطالب

تاریخچه.....	۱
فصل اول: ساختار هادرون‌ها و مدل پارتون کوآرک.....	۵
مقدمه.....	۶
۱-۱) بررسی توزیع بار توسط الکترون.....	۶
۲-۱) پراکندگی الکترون - پروتون و تابع ساختار پروتون.....	۷
۳-۱) پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون - پروتون $ep \rightarrow eX$	۱۱
۴-۱) سطح مقطع طولی و عرضی در پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون - پروتون.....	۱۴
۵-۱) مقیاس بیورکن.....	۱۵
۶-۱) پارتون‌ها و تابع ساختار نوکلئون در مدل پارتون کوآرک.....	۱۷
۷-۱) شکل توزیع کوآرک‌ها در داخل پروتون.....	۱۹
۸-۱) نقش گلئون‌ها.....	۲۴
فصل دوم: ثابت جفت شدگی و تابع ساختار نوکلئون‌های آزاد در QCD.....	۲۶
مقدمه.....	۲۷
۱-۲) ثابت جفت شدگی.....	۲۷
۲-۲) تابع ساختار نوکلئون‌ها در QCD.....	۳۱
۱-۲-۲) نحوه‌ی وارد کردن پراکندگی پارتون γ^* در پراکندگی عمیق غیرالاستیک.....	۳۲
۲-۲-۲) سطح مقطع تولید گلئون.....	۳۴
۳-۲-۲) معادلات کامل توزیع پارتون‌ها.....	۴۰
۳-۲) شکل توزیع کوآرک‌ها در تقریب مرتبه‌ی اول LO.....	۴۱
۴-۲) شکل توزیع کوآرک‌ها در تقریب مرتبه‌ی دوم NLO.....	۴۳
فصل سوم: بررسی نقش اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی در تابع ساختار هسته‌های ^{56}Fe و ^{27}Al با استفاده از پارامترهای مختلف مدل نوسانگر متناسب با لایه‌های هسته‌ای.....	۴۷
مقدمه.....	۴۸
۱-۳) انواع مدل‌های هسته‌ای و انرژی بستگی هسته‌ای.....	۴۸

۵۲.....	۲-۳) ارتباط بین ریشه‌ی میانگین مربع شعاع و پارامترهای نوسانگر هماهنگ
۵۵.....	۳-۳) اثر EMC
۵۸.....	۴-۳) بررسی نقش حرکت فرمی و انرژی پیوستگی در اثر EMC
۶۰.....	۵-۳) بررسی نقش اثر سایه و پادسایه در تابع ساختار هسته‌ای
۶۱.....	۶-۳) اثر پایون‌های تبادلی و ذرات تشدیدی در تابع ساختار هسته‌ای

فصل چهارم

۶۳.....	نتایج، بحث و نتیجه‌گیری
۸۲.....	فهرست منابع

تاریخچه

در سال ۱۹۶۰ آزمایشات پراکندگی ناکشسان ژرف در شتابدهنده‌ی خطی استانفورد (SLAC) نشان داد که پروتون‌ها از اجزای نقطه‌ای تشکیل یافته‌اند و بنابراین ذرات بنیادی نمی‌باشند. این ذرات کوآرک نامیده شدند. کوآرک‌ها توسط گلن [۱] و زویچ [۲،۳] در سال ۱۹۶۴ تحت مدل کوآرکی پیشگویی شده بودند. آنها عقیده داشتند که هادرون‌ها ذرات بنیادی نیستند و از ترکیب کوآرک‌ها و پادکوآرک‌ها تشکیل یافته‌اند. مدل آنها بر اساس سه کوآرک Up، Down و Strange بود. در کمتر از یک سال بعد از آنها گلشو و بیورکن [۴] وجود چهارمین کوآرک را که charm نامیده شد، پیش‌گویی کردند. در سال ۱۹۷۳ کوبایاشی و ماسکواوا [۵] ذکر کردند که دو جفت دیگر از کوآرک‌ها باید وجود داشته باشند. این کوآرک‌ها، کوآرک‌های Bottom، Top نام گرفتند. اولین آزمایشات توسط بلوم و بریدنچ و همکاران [۶ و ۷] در سال ۱۹۶۹ وجود مقیاس معروف تابع ساختار را نشان داد. این توابع ساختار تنها به مقیاس x وابسته بود که در سال ۱۹۶۸ توسط بیورکن [۸] پیش‌بینی شده بود. فاینمن [۹] در سال ۱۹۶۹ مدل پارتون کوآرک را برای فهم مقیاس بیورکن ارائه کرد. در این مدل پروتون به عنوان مجموعه‌ای از پارتون‌ها در نظر گرفته شد که فوتون‌های مجازی را به صورت کشسان پراکنده می‌کردند و سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف پروتون جمع ناهمدوس سطح مقطع تک‌تک آنها بود. مقیاس بیورکن در پروتون‌های با تکانه‌ی بالا کسری از تکانه‌ی پروتون حمل شده توسط پارتون‌ها بود که پراکندگی از این پارتون‌ها کاملاً کشسان در نظر گرفته می‌شد. اندازه‌ی این سطح مقطع متناسب با $q_i(x)$ ، که احتمال یافتن پارتون نوع i با تکانه‌ی xp که نسبت به تکانه‌ی کل پروتون x است، می‌باشد. اما مشخص شد که پارتون‌ها تنها نصف تکانه‌ی پروتون را حمل می‌کنند. با ترکیب اطلاعات گرفته شده از آزمایشاتی که توسط باریکه‌ی نوترینو، پاد نوترینو، الکترون و میون که همراه با تغییر هدف بود به دست آمد احتمال توزیع کوآرک‌های دیگری مانند کوآرک‌های ظرفیت و دریا تعیین شد که غیر قابل اغماض بود. در $x=0,1$ اثر کوآرک‌های ظرفیت کم می‌شد و در x ‌های کوچک کوآرک‌های دریا تجمع بیشتری داشتند. عامل کلیدی در این نظریه این بود که کوآرک‌ها را همانند ذرات آزاد و بدون برهمکنش در نظر گرفت. بر اساس تئوری میدان فقط در حالت حدی $Q^2 \rightarrow \infty$ می‌توان کوآرک‌ها را همانند ذرات آزاد در نظر گرفت. برهمکنش بین کوآرک‌ها بر خلاف بارهای الکتریکی با افزایش فاصله بیشتر می‌شود و در واقع این برهم‌کنش‌ها مسئول برهم‌کنش‌های قوی بین هادرون‌ها است.

همانطور که می‌دانیم هسته‌ها شامل نوترون و پروتون می‌باشد که از طریق نیروهای قوی هسته‌ای مقید شده‌اند و انرژی بستگی آنها در مقایسه با جرم نوکلئون کوچک است. بنابراین انتظار می‌رفت که سطح مقطع پراکندگی میون از هسته‌ها باید مساوی با مجموع سطح مقطع تعداد نوکلئون‌های تشکیل دهنده‌ی هسته‌ی هدف باشد. اما در سال ۱۹۸۳ گروه همکاری‌های اروپایی در زمینه‌ی میون، European Muon Collaboration که به اختصار EMC نامیده می‌شود

اندازه‌ی نسبت سطح مقطع بر نوکلئون آهن به دوترون، که یک حالت مقید سست است، را گزارش کرد [۱۰] که به وضوح مخالف یک بود. مقدار این نسبت در x های خیلی کوچک، بزرگتر از یک و در x های بزرگتر از 0.3 ، به تدریج کاهش می‌یافت و در x های بزرگتر از 0.6 بالا می‌رفت. در x های کوچک اثر سایه [۱۱ و ۱۲]، تابع ساختار هسته را کاهش می‌دهد. این اثر توسط توماس و ملنیتچو [۱۳] نیز مورد بررسی قرار گرفته است. در x های بزرگتر از 0.7 حرکت فرمی نوکلئون‌ها، تابع ساختار هسته نسبت به نوکلئون آزاد را به طور موثری افزایش می‌دهد [۱۴]. آکولینیچو [۱۵] در سال ۱۹۸۵ علت تفاوت بین تابع ساختار نوکلئون‌های آزاد و مقید را برهم کنش‌های هسته‌ای که در نتیجه‌ی انرژی بستگی و حرکت فرمی بود ذکر کرد. هم چنین گرس و همکاران [۱۶] در سال ۱۹۹۲ نقش اثر انرژی بستگی در اثر EMC را مورد بررسی قرار داد. گومز [۱۷] در سال ۱۹۹۴ سطح مقطع پراکندگی عمیق غیرالاستیک الکترون‌ها از دوتریم مایع، ^4He ، گازی و هدف‌های جامد Ag ، Fe ، Ca ، Al ، C ، Be و Au به هسته‌ی دوترون را به منظور تحقیق وابستگی این اثر به وزن جرمی هسته‌ها مورد بررسی قرار داد. او نشان داد که اثر EMC به طور لگاریتمی برحسب وزن جرمی کاهش پیدا می‌کند و وابستگی زیادی Q^2 ندارد. مدل‌های مختلفی برای توضیح اثر EMC مطرح شده است. برای مثال مدل پایون-های اضافی، مدل بازقیاس x ، مدل باز مقیاس Q^2 و مدل‌های آماری را می‌توان نام برد. اسمیت [۱۸] تحت مدل پایون-های اضافی ذکر کرد که در هسته‌ی آهن، پایون حدود ۵٪ تکانه را حمل می‌کند. همچنین اریکسون و توماس [۱۹] نشان دادند که افزایش EMC در $0.3 < x$ را می‌توان توسط پایون‌های اضافی توضیح داد. کلوس و جاف و همکاران [۲۰ و ۲۱] کشف کردند که اختلاف میان تابع ساختار نوکلئون آزاد و مقید را می‌توان توسط تغییر Q^2 توضیح داد که مدل باز مقیاس Q^2 نام گرفت. شائو و همکاران [۲۲] نوکلئون را به صورت سیستم گرمایی در حال تعادل در نظر گرفتند که کوارک‌ها و گلوئون‌های داخل آن به ترتیب از توزیع فرمی دیراک و توزیع بوز انیشتین پیروی می‌کردند. مدل آنها در محدوده‌ی x های بین 0.2 و 0.7 بسیار موفق بود ولی در توضیح سایر نواحی با شکست مواجه شد. زیرا آنها اثر حرکت فرمی و اثر سایه را نادیده گرفته بودند. اما مسئله‌ای که در این میان مطرح است آن است که مقدار انرژی بستگی که در نظریه‌های هسته‌ای برای توجیه نتایج تجربی نسبت EMC به کار می‌رود خیلی بیشتر از مقدار مورد انتظار می‌باشد [۲۳] که توسط فرانکفورت و استریکمن به نقد کشیده شد [۲۴]. برای مثال مقدار انرژی بستگی که اکولینیچو و همکاران [۱۵] برای محاسبه‌ی تابع ساختار هسته‌های سنگین استفاده کردند 40 MeV بود. آنها فقط از یک پارامتر نوسانگر هماهنگ برای تمام پوسته‌های هسته‌ای استفاده کردند که ناشی از در نظر گرفتن یک میدان متوسط برای کل هسته بود. بعدها توماس و همکاران [۲۵] از سطوح انرژی متناسب با لایه‌های هسته‌ای استفاده کردند که آن نیز ناشی از در نظر گرفتن یک میدان متوسط برای کل هسته بود. اما به دلیل استفاده از یک پارامتر نوسانگر هماهنگ برای تمامی لایه‌ها، در کاهش انرژی بستگی با شکست مواجه شدند. زیرا پوسته‌های مختلف دارای میانگین مربع شعاع متفاوتی هستند و در نتیجه باید از

پارامترهای نوسانگر متفاوتی که متناسب با هر پوسته می‌باشند استفاده شود. یا به عبارتی میدان متوسط برای لایه‌های مختلف را باید متفاوت در نظر گرفت. در این رساله اثر انرژی بستگی و حرکت فرمی پایه‌ی تحقیق ما قرار گرفته و با استفاده از مدل پارامترهای نوسانگر متناسب با پوسته‌های مختلف، تابع ساختار هسته‌های ^{27}Al و ^{56}Fe را مورد بررسی قرار خواهیم داد. همچنین نتیجه‌گیری می‌کنیم که استفاده از این مدل تا حدی باعث کاهش انرژی بستگی و بهبود نتایج خواهد شد. برای محاسبه‌ی توابع ساختار هسته‌ای از توابع ساختار نوترون و پروتون آزاد گروه GRV استفاده خواهیم کرد زیرا همانطور که نشان خواهیم داد سازگاری بیشتری با نتایج تجربی دارند و استفاده از آن‌ها برای هسته‌هایی مانند ^{27}Al و ^{56}Fe که در آن تعداد نوترون‌ها و پروتون‌ها مساوی نمی‌باشد نتایج مطلوب‌تری را به همراه خواهد داشت. به عبارت دیگر اثر شکست تقارن ایزواسکالری را نیز در نظر خواهیم گرفت. برای این منظور در فصل اول و دوم تابع ساختار نوکلئون‌های آزاد گروه GRV را مورد بررسی قرار می‌دهیم. سپس در فصل سوم مروری اجمالی به نقش پدیده‌هایی که در اثر EMC نقش دارد و در بالا بدان اشاره شد می‌پردازیم و در فصل آخر نتایج به دست آمده برای نسبت توابع ساختار هسته‌های ذکر شده به هسته‌ی دوترون را با نتایج تجربی مقایسه می‌کنیم.

فصل اول

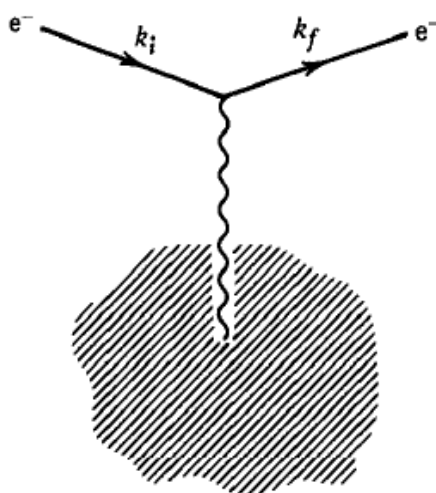
ساختار هادرون‌ها و مدل پارتون کوارک

مقدمه

آزمایشات پراکندگی عمیق ناکشسان ژرف از هدف‌های پروتون و دوترون در سال ۱۹۶۰ در شتاب دهنده‌ی خطی استانفورد، نشان دادند که نوکلئون‌ها از اجزای نقطه‌ای کوچکی تشکیل یافته‌اند و برخلاف الکترون و میون جزء ذرات بنیادی نمی‌باشند. این اجزای کوچک یعنی کوارک‌ها، پارتون نامیده شدند. در این فصل ابتدا پراکندگی از توزیع بار نامعلوم را مورد بررسی قرار می‌دهیم. سپس پراکندگی الکترون با پروتون را مورد بحث قرار داده و نشان می‌دهیم سطح مقطع پراکندگی از ذرات دارای ساختار داخلی متفاوت از ذرات بدون ساختار می‌باشد. در آخر تابع ساختار نوکلئون آزاد را با استفاده از مدل پارتون کوارک به دست خواهیم آورد.

۱-۱) بررسی توزیع بار توسط الکترون

فرض کنید ما می‌خواهیم توزیع بار نشان داده شده در شکل زیر را تعیین کنیم [۲۶]:



شکل ۱-۱: اولین مرتبه‌ی پراکندگی الکترون از یک ابر باردار

با اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای الکترون‌های پراکنده شده و مقایسه‌ی نتایج با سطح مقطع پراکندگی الکترون از بار نقطه‌ای به رابطه‌ی زیر می‌رسیم:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Point} |F(q)|^2 \quad (1-1)$$

که در این رابطه $F(q)$ عامل ساختار نام دارد و در واقع تبدیل فوریه‌ی توزیع بار می‌باشد:

$$F(q) = \int \rho(x) e^{iq \cdot x} d^3x \quad (1-2)$$

و $q = k_i - k_f$ تکانه‌ی انتقال داده شده بین الکترون فرودی و هدف است. در این رابطه توزیع بار $Z\rho(x)$ نیز به شکل زیر به‌نجا می‌باشد:

$$\int \rho(x) d^3x = 1 \quad (1-3)$$

در حالی که سطح مقطع پراکندگی از هدف بدون ساختار به شکل زیر است:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{point} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \frac{(Z\alpha)^2 E^2}{4k^4 \sin^4 \frac{\theta}{2}} (1 - v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}) \quad (1-4)$$

که در آن $k = |k_i| = |k_f|$ ، $v = k/E$ و θ زاویه‌ی پراکندگی الکترون می‌باشند. اگر انتگرال زاویه‌ای رابطه‌ی (۱-۲) را انجام دهیم:

$$F(q) = 2\pi \int \rho(r) \left(\frac{e^{iqr} - e^{-iqr}}{iqr} \right) r^2 dr \quad (1-5)$$

و با جایگذاری توزیع بار نمایی e^{-mr} خواهیم داشت:

$$F(|q|) \propto \left(1 - \frac{q^2}{m^2} \right)^{-2} \quad (1-6)$$

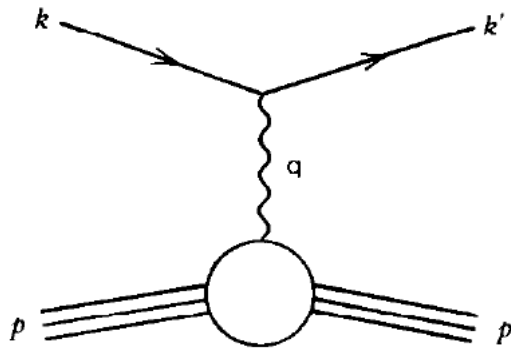
در بخش بعدی خواهیم دید که نتایج تجربی نیز این توزیع بار نمایی را تأیید می‌کند.

۱-۲) پراکندگی الکترون- پروتون و تابع ساختار پروتون

از بحث بالا به طور مستقیم نمی‌توان تابع ساختار پروتون را به دست آورد. زیرا در پراکندگی پروتون از الکترون علاوه

بر بار، ممان مغناطیسی ذره هم نقش دارد. علاوه بر این پروتون ساکن نیست و تحت برخورد الکترون همانند شکل ۱-۲

پس زده می‌شود:



شکل ۱-۲: اولین مرتبه‌ی پراکندگی الاستیک الکترون - پروتون

به هر حال اگر پروتون را همانند بار نقطه‌ای و با ممان مغناطیسی $e/2M$ در نظر بگیریم می‌توانیم از نتایج پراکندگی الکترون - میون استفاده کنیم. با جایگذاری جرم میون با جرم پروتون داریم:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}\right) \frac{E'}{E} \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (1-7)$$

که در آن:

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{1 + \frac{2E}{M_p} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

دامنه‌ی گذار اولین مرتبه‌ی پراکندگی الکترون - پروتون در شکل ۱-۲ با استفاده از دامنه‌ی گذار الکترون - میون به شکل زیر می‌باشد:

$$T_{fi} = -i \int j_\mu \left(-\frac{1}{q^2}\right) J^\mu d^4x \quad (8-1)$$

که در آن $q = p' - p$ و جریان گذار الکترون و پروتون به صورت زیر است:

$$(j^\mu)_{electron} = -e \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) e^{i(k'-k).x} \quad (9-1)$$

یک الکترون بدون اسپین تنها از طریق بارش با A^μ برهم کنش می‌کند و جمله‌ای شامل $(P_f + P_i)^\mu$ را به وجود می‌آورد. ولی اگر الکترون را ذره‌ای با اسپین $1/2$ فرض کنیم می‌توانیم با استفاده از جداسازی رابطه‌ی زیر را بنویسیم:

$$\bar{u}_f \gamma^\mu u_i = \frac{1}{2M} \left((p_f + p_i)^\mu + i \sigma^{\mu\nu} (p_f - p_i)_\nu \right) \quad (10-1)$$

و برای چگالی جریان پروتون داریم:

$$(J^\mu)_{proton} = e\bar{u}(p')[u(p)]e^{i(p'-p).x} \quad (11-1)$$

پروتون دارای ساختار داخلی است. بنابراین ما نمی‌توانیم همانند ذرات نقطه‌ای اسپین‌دار به جای براکت از γ^μ استفاده کنیم. اما می‌دانیم که J^μ باید چهار بردار لورنتس باشد. در نتیجه ما باید از کلی‌ترین شکل چهار بردار لورنتس که از p, p', q و ماتریس های γ که بین u و \bar{u} قرار داده شده ساخته شده اند، استفاده کنیم. دو قسمت مستقل γ^μ و $i\sigma^{\mu\nu}q_\nu$ همراه با ضرایبشان که تابعی از q^2 هستند وجود دارد. از قسمت‌هایی که شامل γ^5 می‌باشد به علت بقای پاریته صرف نظر می‌شود. بنابراین می‌توان براکت را به صورت زیر نوشت:

$$[] = [F_1(q^2)\gamma^\mu + \frac{\kappa}{2M}F_2(q^2)i\sigma^{\mu\nu}q_\nu] \quad (12-1)$$

که در این رابطه F_1 و F_2 توابع ساختار و κ ممان مغناطیسی غیرعادی می‌باشد. یعنی ممان مغناطیسی پروتون شبیه ذرات بنیادی نیست. مقدار اندازه‌گیری شده‌ی κ برای پروتون ۱٫۷۹ و برای نوترون ۱٫۹۱- است. جمله‌ی دوم رابطه‌ی بالا ناشی از همین ممان غیرعادی است. اگر از رابطه‌ی (۱۲-۱) برای محاسبه‌ی سطح مقطع پراکندگی الکترون - پروتون استفاده کنیم به رابطه‌ی مشابه رابطه‌ی (۷-۱) خواهیم رسید:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}\right) \frac{E'}{E} \left\{ \left(F_1^2 - \frac{\kappa^2 q^2}{4M^2} F_2^2\right) \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M} (F_1 + \kappa F_2)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (13-1)$$

که به فرمول رسنبلوت^۱ معروف است. توابع ساختار F_1, F_2 به طور تجربی و با اندازه‌گیری در θ و q^2 خاص تعیین می‌شوند. به یاد داشته باشید که اگر پروتون را ذره‌ی نقطه‌ای بنیادی، مانند میون در نظر بگیریم $\kappa = 0$ خواهد شد و برای همه‌ی q^2 ها $F_1(q^2) = 1$. بنابراین رابطه‌ی (۱۳-۱) به رابطه‌ی (۷-۱) تبدیل می‌شود. در عمل بهتر است که از ترکیب خطی $F_{1,2}$ استفاده کنیم:

$$G_E \equiv F_1 + \frac{\kappa q^2}{4M^2} F_2$$

$$G_M \equiv F_1 + \kappa F_2 \quad (14-1)$$

تا وجود جملات تداخلی مانند $G_E G_M$ در رابطه‌ی سطح مقطع جلوگیری کنیم. رابطه‌ی (۱۳-۱) را با استفاده از روابط (۱۴-۱) به شکل زیر بازنویسی می‌کنیم:

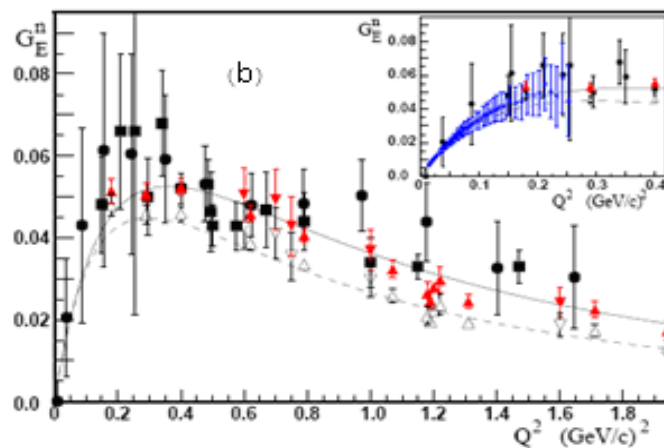
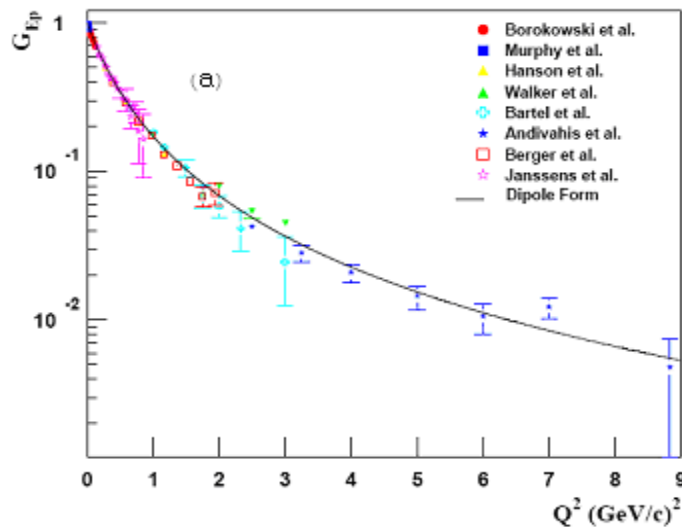
^۱Rosenbluth

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}\right) \frac{E'}{E} \left\{ \frac{G_E^2 + TG_M^2}{1+T} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2TG_M^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (15-1)$$

که در آن $T \equiv -\frac{q^2}{4M^2}$ می‌باشد. G_M و G_E به ترتیب عامل ساختار الکتریکی و مغناطیسی نام دارند. همان طور که شکل ۳-۱ نشان می‌دهد می‌توان از نتایج تجربی وابستگی زاویه‌ای سطح مقطع پراکندگی $ep \rightarrow ep$ به دست آمده برای جداسازی G_M و G_E در q^2 های مختلف استفاده کرد. نگاه دقیق‌تر به این شکل نشان می‌دهد که:

$$G_E(q^2) \approx \left(1 - \frac{q^2}{0.71}\right)^{-2} \quad (\text{در واحد } GeV^2) \quad (1-16)$$

که رابطه‌ی (۱-۱۶) را تأیید می‌کند.



شکل ۳-۱: (a) نمودار عامل ساختار الکتریکی پروتون [۲۷] و

(b) عامل ساختار الکتریکی نوترون بر حسب تکانه‌ی انتقالی [۲۸]



Faculty of Literature and Human Science
Department of Physic

**The study of Isoscalar symmetry breaking role in the depletion of
binding energy at the EMC effect of ^{56}Fe and ^{27}Al**

By:
Mina Mirzaei

Thesis
SUBMITTED TO THE GRADUATE STUDIES FOR THE DEGREE OF
MASTER OF SCIENCE (M. SC.)
IN
Nuclear Physics

University of Mohaghegh Ardabili
ARDABIL- IRAN

Evaluated and approved by thesis committee as: *Excellent...*

Dr. F. Zolfagharpour, Ph. D., Assist. Prof. of Physics (Chairman).....

Dr. D. Rezaei, Ph. D., Assist. Prof. of Physics.....

Dr. H. Gholizadeh, Ph. D., Assist. Prof. of Physics.....

July 2010



Department of Physic

Title

**The study of Isoscalar symmetry breaking role in the depletion
of binding energy at the EMC effect of ^{56}Fe and ^{27}Al**

Supervisor:

Dr. Farhad Zolfagharpour

By

Mina Mirzaei

University of Mohaghegh Ardabili

July-2010

Surname: Mirzaei	Name: Mina
Titel of thesis: The study of Isoscalar symmetry breaking role in the depletion of binding energy at the EMC effect of ^{56}Fe and ^{27}Al	
Supervisor: Dr. Farhad Zolfagharpour	
Graduate Degree: Master of science	Major: Physic
University: Mohaghegh Ardabili	Faculty: Science
Graduation date: 1389/4/20	Number of pege: 86
Keyword: Deep Inelastic Scattering, Structure Function of Nucleon, EMC Effect	
Abstract: <p>It is widely discussed in the literature that the structure function of the bound nucleon in a nucleus is modified by the interaction with the surrounding medium. It is shown that the nucleus structure function strongly depend on Fermi motion and binding energy. But the value of binding energy used in earlier researches to explain the EMC experimental data, are more than the one expected because they used only one oscillator parameter for different shells inside any nucleus. But we know that different shells have different root mean square. Thus we can choose different oscillator model parameters for different shells inside the nucleus. So in this dissertation we have tried to extract the EMC results for the nuclei ^{27}Al and ^{56}Fe by using of this model. Also it should be mentioned that we used GRV's free neutron and proton structure function. On the other hand we study isoscaler symmetry breaking role in nucleus structure function. This assumption will cause to sufficient depletion in binding energy. Also we have shown the extracted result for EMC effect by considering mentioned assumption have good agreement with experimental data. For this aim first we study structure function of nucleon. Later we investigate EMC effect. Finally resultes are compared with experimental data.</p>	