

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



بررسی و مطالعه توابع ساختار و توزیع زاویه ای پراکندگی لپتون ها از هسته
های ^{56}Fe و ^{28}Si ، ^{27}Al

استاد راهنما:

دکتر فرهاد ذوالفقارپور

توسط:

مهناز جدی چروده

دانشگاه محقق اردبیلی

تابستان ۱۳۸۹

تقدیم به:

پدر بزرگوارم و مادر فداکارم

آنانی که فروغ نگاهشان، گرمی کلامشان و روشنی رویشان سرمایه‌های جاودانی من است.

، همسر مهربانم

به پاس مهربانی‌ها و روشنایی‌هایی که به زندگی من داده است.

و خواهران و برادران عزیزم

آنانی که در لحظه‌های غم و شادیم دلگرمی و پشتیبان من بوده‌اند.

تقدیر و تشکر

من لم یشکر مخلوق لم یشکر خالق

حمد و سپاس خداوند یکتا را که بر این حقیر منت نهاد و طریقت علم و دانش را به روی من گشود تا به مدد سالکان این راه بتوانم مرحله‌ای از آن را پشت سر گذاشته و همواره چشم به راه لطف بی پایان او برای ادامه این مسیر بمانم تا فرصت استفاده از آنچه آموخته‌ام را نیز بر من ببخشد. حال که خداوند متعال توفیق به پایان رساندن این رساله را نصیبم گردانیده، بر خود لازم می‌دانم از تمامی عزیزانی که مرا در این تحقیق یاری فرمودند تشکر و قدردانی نمایم.

از صمیم قلب، از سر اخلاص و بدون اغراق از زحمات بی‌دریغ، تلاش‌های بی وقفه و راهنمایی‌های ارزشمند استاد راهنمای محترم و ارجمندم جناب آقای دکتر فرهاد ذوالفقارپور که با صبر فراوان مرا در این تحقیق یاری نموده و همواره از محضرشان کسب فیض نمودم، کمال تشکر و قدردانی را دارم. امید است با خدمت به اعتلای علمی سرزمین عزیز اسلامی مان پاسنخگوی زحماتشان و ادامه دهنده راهشان باشیم.

بر خود فرض مسلم می‌دانم که خالصانه ترین و سبزترین سپاس خود را نثار پدر و مادر عزیز، مهربان و بزرگووارم سازم که وجود مقدسشان همیشه دوران مایه ی پشتگرمی و آرامش بخش روح و روانم بوده است و لحظه‌های سرفرازیم همیشه مدیون دست‌های پر مهر آنان است.

از همسر مهربانم که با عشق همراهم بود و مهربانانه یاریم داد و در لحظه‌های ناامیدی، امید بخش دل‌ناامیدم شد و با محبت‌های بی‌دریغش موجب دلگرمی و آرامش من در این راه بود، از صمیم قلب سپاسگزارم.

از برادران و خواهران عزیزم که در همه حال مشوق پشتیبان من بوده‌اند و شرمسار محبت‌هایشان هستم، کمال تشکر و قدردانی را دارم.

از دوستان و هم‌اتاقی‌های بامحبتم که مرا تحمل کردند و با راهنمایی‌ها و حرف‌های امیدوارکننده خود مرا یاری دادند، بسیار متشکرم.

در پایان از همه عزیزانی که موجبات دلگرمی و آرامش مرا در این مدت فراهم نمودند سپاسگزارم.

نام خانوادگی: جدی چروده	نام: مهناز
عنوان پایان نامه: بررسی و مطالعه توابع ساختار و توزیع زاویه ای پراکندگی لپتون ها از هسته های ^{28}Si ، ^{27}Al و ^{56}Fe	
استاد راهنما: دکتر فرهاد ذوالفقارپور	
مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد	رشته: فیزیک هسته ای
دانشکده: علوم	تاریخ فارغ التحصیلی: ۱۳۸۹ / ۶ / ۲۷ تعداد صفحه: ۱۰۱
کلید واژه‌ها: حرکت فرمی، توابع ساختار نوکلئون های مقید، اثر هسته ای حرکت فرمی و انرژی بستگی، اثر EMC، سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف	
چکیده: در این تحقیق اثرهای هسته‌ای حرکت فرمی و انرژی بستگی را روی توابع ساختار هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe مورد بررسی قرار داده‌ایم. که برای محاسبه‌ی تابع ساختار هسته‌های ذکر شده از تابع ساختار پروتون و نوترون آزاد گروه GRV و همچنین از تابع ساختار نوکلئونی که از برازش نقاط تجربی بدست آمده استفاده کرده‌ایم. محاسباتمان را یکبار با در نظر گرفتن هر دو اثر هسته‌ای انرژی بستگی و حرکت فرمی و بار دیگر با در نظر گرفتن فقط اثر هسته‌ای حرکت فرمی انجام داده‌ایم و بعد برای اینکه ثابت کنیم تابع ساختارهای محاسبه شده تابع ساختار هسته‌های مورد بررسی ما را بخوبی بدست می‌دهد نسبت EMC را که نشان دهنده اختلاف بین تابع ساختار نوکلئون آزاد و نوکلئون مقید است و سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف و همچنین نسبت سطح مقطع پراکندگی واحد نوکلئون هر هسته به واحد نوکلئون هسته‌ی دوترون را محاسبه کرده‌ایم. از توافق بین نتایج محاسبات ما و نتایج تجربی می‌توان نتیجه گرفت که تابع ساختارهای بدست آمده برای هسته فوق با بکار بردن توابع توزیع کوآرک‌های ظرفیت گروه GRV تابع ساختار هسته‌های مورد بحث ما را بخوبی بدست می‌دهد.	

فهرست مطالب

۱	مقدمه
فصل اول: ساختار نوکلئون‌های آزاد و مدل کوآرک-پارتون	
۶	مقدمه
۶	(۱-۱) پراکندگی الکترون و ساختار داخلی
۶	(۱-۱-۱) فرمول Mott Scattering
۷	(۲-۱-۱) هدف با جرم M و دارای اسپین
۷	(۲-۱) توابع ساختار در پراکندگی کشسان الکترون از توزیع بار
۹	(۳-۱) توابع ساختار در پراکندگی الکترون از پروتون
۱۳	(۴-۱) پراکندگی ناکشسان ژرف ep (DIS)
۱۷	(۵-۱) مقیاس بیورکن، مدل پارتون و توابع ساختار
۲۰	(۶-۱) تابع ساختار پروتون و نوترون
۲۴	(۷-۱) تابع ساختار پروتون در تقریب LO

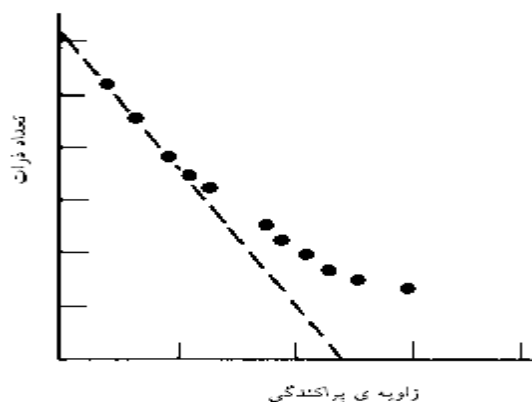
فصل دوم: اثر EMC و تابع ساختار هسته (توزیع کوآرک‌ها در داخل نوکلئون‌ها ی مقید)

۳۰	مقدمه
۳۰	(۱-۲) اثر EMC
۳۳	(۲-۲) تابع ساختار هسته با در نظر گرفتن اثر انرژی بستگی و حرکت فرمی

۳۵	۳-۲	تابع ساختار هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe
۳۸	۴-۲	اثر EMC هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe
فصل سوم: پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از هسته		
۴۱		مقدمه
۴۱	۱-۳	سطح مقطع پراکندگی از هسته
۵۴	۲-۳	نسبت سطح مقطع پراکندگی و اثر EMC
فصل چهارم: بررسی نقش انرژی بستگی و حرکت فرمی در اثر EMC و توابع ساختار هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe		
۶۲		مقدمه
۶۲	۱-۴	اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی در توابع ساختار هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe
۶۳	۲-۴	اثر EMC برای هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe
۶۴	۳-۴	سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف از هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe
	۴-۴	نسبت سطح مقطع هر واحد نوکلئون هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe به هر واحد نوکلئون دوترون (اثر EMC هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe)
۶۵	۵-۴	نتایج، بحث و نتیجه گیری
۹۸		مراجع

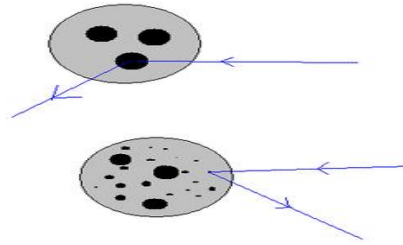
مقدمه

در سال ۱۹۱۱ ارنست رادرفورد آزمایش پراکندگی ذرات α از ورقه نازک طلا را انجام داد. انرژی ذرات α در حدود چندین MeV بود و با این انرژی ذرات α می‌توانستند وارد اتم شوند و با یک آشکارساز سنتلاسیونی درصد ذرات پراکنده شده در زاویه‌های متفاوت را به دست آورد و با نتایج حاصل (شکل ۱) متوجه شد که حجم عمده ای از اتم‌ها خلاء می‌باشد و ذرات α (هلیوم ۲ بار مثبت) فقط در هنگام برخورد به نقاط پر جرم و در زاویه بزرگ به عقب رانده می‌شوند همچنین مشاهده شد که درصد خیلی کمی از ذرات α تحت زوایای بزرگ به عقب برمی‌گردند و در زاویه‌های بزرگی پراکنده می‌شود. این آزمایش نشان داد که بار مثبت اتم در یک ناحیه ی کوچک (هسته) متمرکز شده است. پراکندگی رادرفورد یک پراکندگی کشسان است زیرا انرژی و سرعت ذرات پراکنده شده و ذرات اولیه (تابیده) یکسان است [۱] (پراکندگی ذرات α می‌تواند بزرگی هسته را در حد قابل قبول بدست دهد).

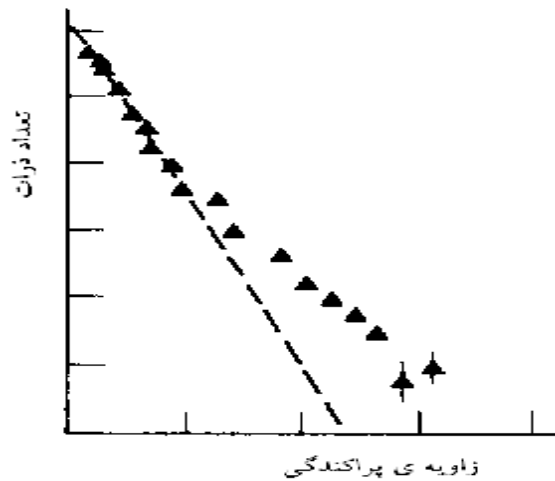


شکل ۱: پراکندگی رادرفورد برای اثبات وجود هسته در داخل اتم است. دایره‌های پر نقاط تجربی است و خط چین‌ها برای حالتی است که توزیع بار مثبت در حجم اتم بطور یکنواخت باشد [۲].

در پراکندگی رادرفورد بیشتر ذرات در راستای مستقیم عبور می‌کنند. حال آنکه شمار کمی از آنها به شدت کمانه می‌کنند. شمار ذراتی که تحت زوایای بزرگ منحرف شده‌اند، نشانگر وجود ساختار برای اتم است یعنی بار پروتون در محل کوچکی متمرکز شده است [۳].



شکل ۲: پراکندگی از ساختار داخلی پروتون.



شکل ۳: پراکندگی ناکشسان ژرف بیانگر وجود ساختار برای پروتون است. علامت مثلثی نقاط تجربی است و خط چین ها برای زمانی درست بود که توزیع بار مثبت در حجم پروتون بطور یکنواخت باشد [۲].

بررسی درون پروتون در اواخر دهه ی شصت با استفاده از الکترون های پر انرژی و در اوایل دهه هفتاد با استفاده از پرتوهای نوترینو انجام شد. نتایج این پراکندگی ناکشسان ژرف یاد آور پراکندگی رادرفورد بود، اما در مورد پروتون شواهد نشان دهنده سه ذره سبک به جای یک ذره سنگین است [۳]. وقتی الکترون های پر انرژی را از هادرون ها پراکنده می کنیم الکترون ها از ساختار داخلی هادرون پراکنده می شوند با اندازه گیری تعداد ذرات پراکنده شده در یک زاویه خاص می توان به ساختار هادرون ها رسید. به عبارتی ساختار هادرون ها را با اندازه گیری سطح مقطع دیفرانسیلی می توان به دست آورد. در دهه ۱۹۶۰ آزمایش های زیادی [۴] به منظور اندازه گیری سطح مقطع پراکندگی الکترون از پروتون انجام گرفت ولی اولین اندازه گیری سطح مقطع پراکندگی الکترون که نشان دهنده وجود ساختار داخلی برای پرتون ها بود توسط تیمی به سرپرستی بوم^۱ [۵] در SLAC آزمایشگاه شتاب دهنده خطی دانشگاه استنفورد صورت گرفت که آنها موفق به اندازه گیری سطح مقطع پراکندگی الکترون-پروتون با انرژی باریکه ی ۱۷-۷ GeV و با $Q^2 = 7.4 \text{ GeV}^2$ در زاویه های ۶ و ۱۰

^۱ Boom

درجه پراکندگی شده بودند. بریدنچ^۱ و همکاران [۶] نتایج حاصل از پراکندگی فوق را مورد بررسی قرار دادند. آنها دریافتند که نه تنها وجود تابع ساختار برای پروتون حتمی است بلکه فقط تابعی از مقیاس x است. این پارامتر به مقیاس بیورکن معروف بود که یک سال قبل یعنی در سال ۱۹۶۸ این رفتار توسط بیورکن پیشگویی شده بود [۷]. مدل پارتون در مورد کوارک‌های ظرفیت و کوارک‌های دریا که می‌توانست توابع ساختار را توضیح دهد در سال ۱۹۶۹ بوسیله فاینمن پیشنهاد شد. ریچارد فاینمن پروتون را تشکیل یافته از ۳ ذره بنام پارتون^۲ در نظر گرفته بود. در انرژی‌های بالا مقیاس بیورکن همان درصد تکانه و انرژی از پروتون است که توسط یک پارتون حمل می‌شود. آزمایش‌ها نشان داد که پارتون‌ها تمام تکانه و انرژی پروتون را حمل نمی‌کنند بلکه کوارک‌ها و پادکوارک‌ها در حدود ۵۰ درصد آن را حمل می‌کنند و بقیه توسط گلئون‌ها حمل می‌شود [۸]. ساختار درونی هادرون‌های آزاد بر اساس ساختار کوارکی بود و سهم هر یک از کوارک‌های ظرفیت، کوارک‌های دریا و گلئون‌ها در تابع ساختار مشخص شده بود [۹]. انتظار می‌رفت که بتوان خصوصیت نوکلئون‌های مقید را بر اساس ساختار کوارک-گلئونی و نیروی حاکم بر آنها محاسبه کرد. عبارتی با توجه به اینکه هسته‌ها از پروتون‌ها و نوترون‌هایی که بوسیله نیروهای هسته‌ای قوی در داخل هسته مقید شده‌اند و به علت اینکه انرژی پیوستگی آنها بسیار کمتر از جرم سکون نوکلئون‌هاست، انتظار می‌رفت سطح مقطع پراکندگی الکترون از هسته‌ها برابر با جمع سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون‌های تشکیل دهنده هسته باشد [۱۰]. ولی آزمایشی که در سال ۱۹۸۲ و ۸۳ توسط تیمی به سرپرستی آبرت^۳ [۱۱] در سرن^۴ انجام شد نشان داد که تابع ساختار نوکلئون‌های آزاد و نوکلئون‌های مقید تفاوت‌هایی با هم دارند. گروه اروپایی همکاری‌های تحقیقاتی در زمینه میون، نتایج مربوط به پراکندگی میون از آهن و دوترون را منتشر کردند و مشاهده کردند که تابع ساختار هسته آهن عبارتی توزیع پارتون‌ها در داخل نوکلئون مقید با توزیع پارتون‌ها در نوکلئون آزاد تفاوت‌هایی دارد. چندین دلیل برای آن ارائه شد که اولین آنها اثر حرکت فرمی بود که سهم عمده‌ای در توابع ساختار هسته‌ها و رفتار آنها در x ‌های نزدیک به یک داشت [۱۲]. ناحیه $x > 0.8$ ناحیه‌ی حرکت فرمی است که در این ناحیه تابع ساختار نوکلئون مقید بزرگتر از تابع ساختار نوکلئون آزاد است $(R_{EMC}^A(x) > 1)$ [۱۳]. همچنین نشان دادند که اثر انرژی بستگی را می‌توان در این مدل وارد کرد [۱۴] و در x ‌های کوچک آنچه بدست می‌آمد از جمع توابع ساختار پیروی نمی‌کرد و سطح مقطع حاصل بسیار کمتر از حد انتظار بود و بعد از تحقیقات فراوان مشخص شد که دلیل این اختلاف ناشی از وجود سایه است که نتایج خوبی در توصیف این پدیده در x ‌های کوچک بدست می‌داد. در ناحیه‌ای که اثر EMC^0 بزرگتر از یک می‌شد نشان داده شد که دریای مزونی در این ناحیه سهم است [۱۵]. با توجه به

^۱ Breidenbach

^۲ Parton

^۳ Aubert

^۴ Cern

° European Muon Collaboration

پادمتقارن بودن تابع موج هسته‌ها انتظار می‌رود که سهم تبدلی نیز در ساختار هسته‌ها مؤثر باشد [۱۶]. همچنین با توجه به اینکه سهم محتویات غیره نوکلئونی در تابع موج هسته‌ها شناخته شده بود بنابراین انتظار نقش ذره دلتا در اثر EMC می‌رفت و سهم آن در توابع ساختار اسپینی هسته‌ها به صورت مفصل مورد بررسی قرار گرفته است [۱۷]. در این تحقیق اثر حرکت فرمی به همراه اثر انرژی بستگی پایه تحقیق ما قرار گرفته است تا توابع ساختار هسته‌های ^{27}Al ، ^{28}Si و ^{56}Fe را مورد بررسی قرار دهیم. برای این منظور ابتدا در فصل اول تابع ساختار نوکلئون‌های آزاد را مورد بررسی قرار داده‌ایم و سهم هر یک از کوارک‌های ظرفیت، دریا و گلئون‌ها را با استفاده از توابع توزیع گروه GRV [۱۸] بدست آورده‌ایم. در فصل دوم با در نظر گرفتن دو اثر هسته‌ای، حرکت فرمی و انرژی بستگی تابع ساختار نوکلئون‌های مقید هسته‌های مورد بررسی را بدست آورده‌ایم و همچنین نسبت EMC و اختلاف بین توزیع پارتون‌ها در نوکلئون آزاد و نوکلئون مقید را محاسبه کرده‌ایم. از نتایج حاصل مشاهده شده است که تابع ساختارهای حاصل توافق خوبی با نتایج تجربی نشان می‌دهد. در فصل سوم سطح مقطع دیفرانسیلی و نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف از هسته‌های ذکر شده به سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف حاصل از واحد نوکلئون دوترون را بدست آورده‌ایم. از توافق بین نتایج محاسبات ما و نتایج تجربی مشاهده شده است که تابع ساختار هسته‌های محاسبه شده، تابع ساختار هسته‌های مورد بررسی ما را بخوبی بدست می‌دهد و در فصل آخر نتایج حاصل از محاسباتمان برای هسته‌های مورد بررسی در این رساله را با نتایج تجربی مورد مقایسه قرار داده‌ایم و می‌بینیم که با نتایج تجربی سازگاری خوبی دارند.

فصل اول

ساختار نوکلئون‌های آزاد و مدل کوآرک-پارتون

مقدمه

با استفاده از پراکندگی الکترون می توان به ساختار داخلی اتمها، هستهها، پروتونها و نوترونها رسید. چون الکترونها دارای ابعاد 10^{-19} و ذره بنیادی بدون ساختار داخلی هستند، (ابعاد ذرات باید از 10^{-17} بزرگتر باشد تا بتوان گفت که ساختار داخلی دارند) بنابراین در اثر پراکندگی از توزیع بار با اندازه گیری انرژی الکترون خروجی و توزیع زاویه ای آن می توان به شکل توزیع باری که الکترون از آن پراکنده شده است رسید. با ساخت شتاب دهنده های خطی دانشگاه استنفورد اولین نتیجه مربوط به پراکندگی باریکه الکترون با انرژی بالا از پروتون انجام شد که نشان می داد نوکلئونها ذرات بنیادی نبوده و دارای توزیع بار داخلی هستند. در این فصل ابتدا ثابت می کنیم که نوکلئونها ذراتی با ساختار داخلی هستند و سپس به بررسی پراکندگی الکترون-پروتون و توابع ساختار می پردازیم و در آخر توزیع پارتونهای داخل نوکلئونها را با مدل GRV¹ بررسی می کنیم.

۱-۱) پراکندگی الکترون و ساختار داخلی

رادر فورده پراکندگی الکترون بدون اسپین نقطه ای از یک هدف خیلی سخت بدون اسپین نقطه ای را در نظر گرفت که بعلا اینکه هدف خیلی سخت بود پس زده نمی شد [۲]. در این مورد انرژی الکترون پراکنده شده E برابر با انرژی الکترون اولیه E. بوده و فرمول سطح مقطع دیفرانسیلی مربوط به صورت زیر است:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1-1)$$

α ثابت ساختار ریز است که بوسیله فرآینده تبادل تک فوتونی تعیین شد که تقریباً برابر است با:

$$\alpha \cong (1/137) \quad (2-1)$$

۱-۱-۱) فرمول Mott scattering

¹M. Gluck, E. Reya, A. Vogt (۱۹۹۲, ۹۵)

الکترون با اسپین [۲] (از معادله‌ی دیراک استفاده می‌کنیم) و هدف به صورت ذره‌ای نقطه‌ای، بدون اسپین و سخت در نظر گرفته شده است و در نتیجه سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی از ذره‌ای نقطه‌ای در حالتی که الکترون اسپین داشته باشد به صورت زیر است:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \frac{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\alpha^2}{4E_1^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (3-1)$$

۲-۱-۱) هدف با جرم M و دارای اسپین

اگر هدف دارای جرم M باشد و الکترون با انرژی E از آن پراکنده شود [۲] و هدف را پس بزند پراکندگی، از نوع پراکندگی کشسان است و انرژی الکترون پراکنده شده E به صورت زیر خواهد بود:

$$E = \frac{E_1}{1 + \frac{E_1 \sin^2(\theta/2)}{M}} \quad (4-1)$$

انرژی از دست رفته‌ای که باعث می‌شود پروتون پس زده شود از رابطه زیر قابل محاسبه است:

$$v = E - E_1, \quad v > 0 \quad (5-1)$$

در پراکندگی کشسان یک ارتباط ساده بین v (انرژی از دست رفته) و q^2 (تکانه‌ی منتقل شده به فوتون) وجود دارد که برابر است با:

$$2Mpv = Q^2 = -q^2, \quad Q^2 > 0, \quad q^2 < 0 \quad (6-1)$$

مربع تکانه‌ی چهار بعدی فوتون مجازی منفی است.

سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی الکترونی با اسپین $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$ از هدفی که دارای جرم M و ممان مغناطیسی $\mu = \frac{e\hbar}{2mc}$ می‌باشد به صورت زیر است:

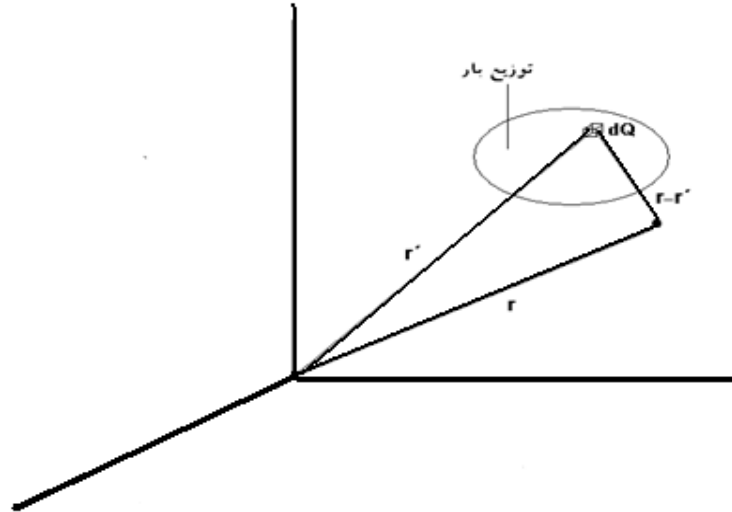
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Dirac}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R \left(\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - \frac{q^2}{4M^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \quad (7-1)$$

با توجه به معادله (۴-۱) چون E با E فرق می‌کند سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی رادرفورد $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$ به صورت زیر در می‌آید.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \frac{E_1 \alpha^2}{4E_1^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) E} \quad (8-1)$$

۲-۱) توابع ساختار در پراکندگی کشسان الکترون از توزیع بار

برای بررسی شکل توزیع بار در داخل یک هدف، الکترون‌ها را از هدف پراکنده می‌کنند و توزیع زاویه‌ای آن را اندازه می‌گیرند و نتایج را با توزیع زاویه‌ای بار نقطه‌ای مقایسه می‌کنند [۲].



شکل ۱-۱: پراکندگی باریکه الکترونی از توزیع بار نامشخص که بردار مکان r' جای جزء بار dQ را در داخل توزیع بار مشخص می‌کند و بردار r مکان الکترون را در همان دستگاه مختصات نشان می‌دهد.

اگر الکترون را از یک توزیع بار نامشخص پراکنده کنند توزیع زاویه‌ای به صورت زیر در می‌آید:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Point} |F(q)|^2 \quad (9-1)$$

توزیع زاویه‌ای الکترون از یک بار نقطه‌ای بدون اسپین به صورت زیر است [۲]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Point} = \frac{(ze)^2 E^4}{4k^4 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left(1 - \frac{k^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{E^2} \right) \quad (10-1)$$

که در آن q تکانه‌ی انتقالی است:

$$q = k_i - k_f \quad (11-1)$$

$|F(q)|$ عامل ساختار^۱ و تبدیل فوریه توزیع بار است که به شکل توزیع بار بستگی دارد. تابع موج اولیه الکترون که ذره-

آزاد با تکانه‌ی $p_i = \hbar k_i$ محسوب می‌شود، به شکل $e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}}$ است. الکترون پراکنده را هم می‌توان به صورت ذره‌ای

آزاد با تکانه‌ی $p_f = \hbar k_f$ و تابع موج $e^{i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}}$ در نظر گرفت. برهمکنشی که موج اولیه را به موج پراکنده تبدیل می‌کند از

پتانسیل $V(r)$ سرچشمه می‌گیرد و احتمال گذار با مربع کمیت $F(k_i, k_f)$ متناسب می‌شود.

برهمکنش بین الکترون و بار جزئی dQ از رابطه (۱۲-۱) قابل محاسبه است:

^۱ Form factor

$$F(k_i, k_f) = \int \psi_f^* V(r) \psi_i dv \quad (12-1)$$

$$F(q) = \int e^{iq \cdot r} V(r) dv \quad (13-1)$$

کمیت $q = k_i - k_f$ همان تغییر تکانه الکترون پراکنده شده است. برهمکنش $V(r)$ به چگالی بار $\rho_e(r')$ بستگی دارد که در آن بردار مکان نقطه‌ای از توزیع بار و ρ_e توزیع بار است. انرژی پتانسیل الکترونی که در r قرار دارد بر اثر جزء بار dQ مستقر در r' عبارت است از:

$$dV = -\frac{e dQ}{4\pi\epsilon_0 |r-r'|} = \frac{Ze^2 \rho_e(r') dv'}{4\pi\epsilon_0 |r-r'|} \quad (14-1)$$

برای تعیین انرژی کل برهمکنش $V(r)$ باید از مقدار فوق برای تمام مقادیر dQ در داخل هسته انتگرال گیری کرد.

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho_e(r') dv'}{|r-r'|} \quad (15-1)$$

با قرار دادن $q \cdot r = qr \sin\theta$ در معادله (13-1) و انتگرال گیری روی r عامل شکل پس از بهنجارش به صورت زیر در می‌آید.

$$F(q) = \int \rho(r) e^{iq \cdot r} d^3(r) \quad (16-1)$$

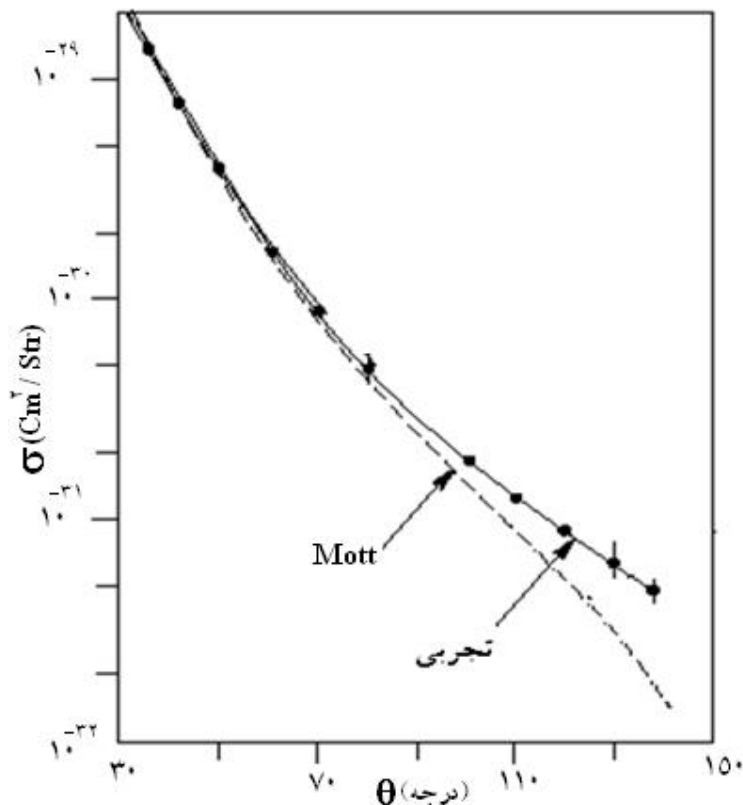
۳-۱) توابع ساختار در پراکندگی الکترون از پروتون

پراکندگی الکترون-پروتون بهترین کاوشگر از ساختار داخلی پروتون می‌باشد. در صورتی که پروتون یک بار نقطه‌ای ساده باشد بنابر فرمول دیراک (۷-۱) می‌توانستیم فقط تجزیه و تحلیل خود را از پراکندگی الکترون-میون بنویسیم که M را جرم پروتون قرار می‌دهیم اما در شتاب دهنده خطی استانفورد الکترون را از پروتون پراکنده کردند و توزیع زاویه ای را اندازه گرفتند و بعد نتایج آن را با توزیع زاویه‌ای الکترون از یک ذره بنیادی باردار با اسپین مانند میون (به جای M جرم پروتون را قرار می‌دهیم) که کاملاً شناخته شده است مقایسه کردند و مشاهده کردند که نتایج تجربی که از پراکندگی الکترون از پروتون به دست آمد با توزیع زاویه‌ای الکترون از یک بار نقطه ای بدون اسپین مانند میون (به جای M جرم پروتون را قرار می‌دهیم) سازگاری ندارد و این نشان می‌دهد که پروتون یک ذره نقطه‌ای نیست.

ممان مغناطیسی پروتون غیر عادی است و از رابطه زیر اندازه گیری می‌شود:

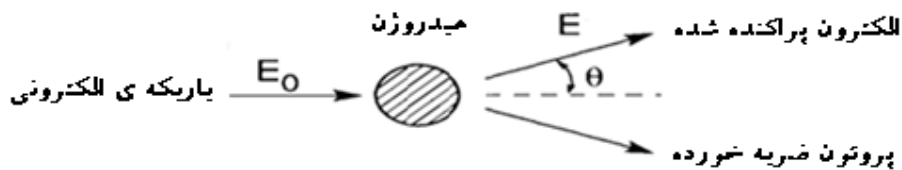
$$(\mu)_{\text{Meas}} = 2.79 (\mu)_{\text{Dirac}} \quad (17-1)$$

بنابراین پروتون دارای یک توزیع بار با مقداری گسترش فضایی و دارای ممان مغناطیسی است. پروتون را به صورت یک سیستم متقارن با توزیع چگالی بار، $\rho(r)$ در نظر می‌گیرند.



شکل ۱-۲: نتایج تجربی مربوط به سطح مقطع پراکندگی کشتان الکترون از هیدروژن با انرژی ۱۸۸ Mev با نتایج محاسبات مربوط به پراکندگی از ذره ای نقطه ای بدون ساختار (الکترون از یک ذره با بار واحد و بدون ممان مغناطیسی (بدون اسپین) پراکنده می‌شود) مقایسه شده است و نشان می‌دهد که پروتون یک ذره نقطه‌ای نیست [۱۹].

روزنبلوت^۱ [۲۰] احتمال اینکه یک الکترون با انرژی E، در زاویه θ از پروتون به طور کشتان پراکنده شود را به صورت زیر تنظیم کرد.



شکل ۱-۳: پراکندگی کشتان الکترون از پروتون.

انرژی الکترون پراکنده شده را با توجه به رابطه $(\epsilon-1)$ می‌توان بدست آورد که کوچکتر از E است. زیرا مقداری از انرژی الکترون به پروتون ضربه خورده (به جرم M) منتقل شده است. وقتی که الکترون‌های پراکنده شده آشکار سازی شدند دیفرانسیل سطح مقطع کشتان $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ بوسیله‌ی روزنبلوت در سال ۱۹۵۰ بدست آمد که کاملاً شبیه فرمول پراکندگی

^۱Rosenbluth

رادرفورد بود. به منظور بیان تابع ساختار پروتون‌ها و نوترون‌ها دو عامل ساختار تجربی الکتریکی $G_E(Q^2)$ و مغناطیسی $G_M(Q^2)$ را معرفی می‌کنیم که $G_E(Q^2)$ توزیع بار، $G_M(Q^2)$ ممان مغناطیسی را نشان می‌دهد که فقط تابع تکانه‌ی انتقالی Q^2 می‌باشند.

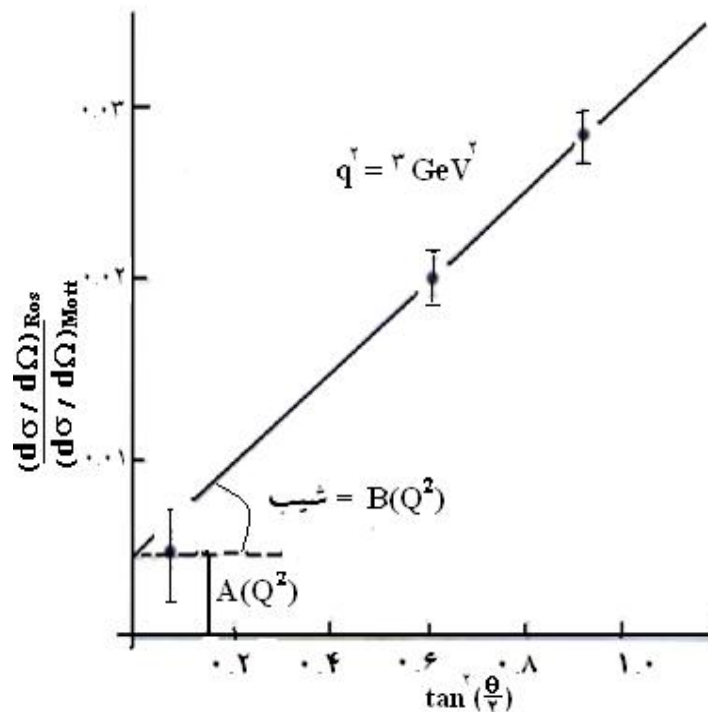
فرمول زیر به فرمول روزنبلوت معروف است.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ros}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left(\left(\frac{G_E^2 + \left(\frac{Q^2}{4M^2}\right) G_M^2}{1 + \left(\frac{Q^2}{4M^2}\right)} \right) + \frac{Q^2}{4M^2} \left(\tau G_M^2 \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \right) \quad (18-1)$$

که در آن داریم: $Q^2 = -q^2$; $G_E = G_E(Q^2)$; $G_M = G_M(Q^2)$

$G_E^p(0) = 1$; $G_E^n(0) = 0$; $G_M^n(0) = -1.98$; $G_M^p(0) = \mu_p = 2.78$

μ_p ممان مغناطیسی پروتون است. $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}$ را از رابطه (۳-۱) بدست می‌آوریم.



شکل ۴-۱: سطح مقطع پراکندگی الکترون-پروتون برای q^2 ثابت و زوایای پراکندگی مختلف.

با استفاده از فرمول روزنبلوت و با شمارش الکترون‌های پراکنده شده در یک زاویه خاص برای یک بازه انرژی ورودی یعنی با محاسبه $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ros}}$ ، می‌توانیم عامل‌های شکل را بدست آوریم. درستی فرمول روزنبلوت را می‌توان با انجام آزمایش با Q^2 ثابت و با تغییر زاویه θ ، آزمود. فرمول روزنبلوت را به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Exp}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}} = A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (19-1)$$

که به صورت خط راستی با شیب $\tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$ است. که با آزمایش‌های تجربی نیز تأیید شده است. نخستین بار اندازه‌گیری عامل ساختار پروتون با استفاده از الکترون‌های تولید شده با انرژی ۱۸۸ MeV در یک شتاب دهنده خطی در استنفورد انجام گرفت. این آزمایش می‌توانست جذر متوسط مربع شعاع بار برای پروتون را به وسیله اندازه‌گیری عامل ساختار در تکانه‌ی انتقالی کوچک تعیین کند.

در این ناحیه می‌توان از بسط زیر استفاده کرد

$$G_E(Q^2) = \int dr \rho(r) e^{iq \cdot r} = \int dr \rho(r) \left(1 + iq \cdot r - \frac{(q \cdot r)^2}{2} + \dots\right) = 1 - \frac{q^2 \langle r^2 \rangle}{6} \quad (20-1)$$

عامل‌های شکل از قانون ساده پیروی می‌کنند.

$$G_E^p(Q^2) = \frac{e g_M^p(Q^2)}{\mu_p} = \frac{e g_M^p}{\mu_p} = G(Q^2) \quad (21-1)$$

$$G_E^n(Q^2) = 0 \quad (22-1)$$

رابطه (۲۲-۱) برای Q^2 بزرگ برقرار است.

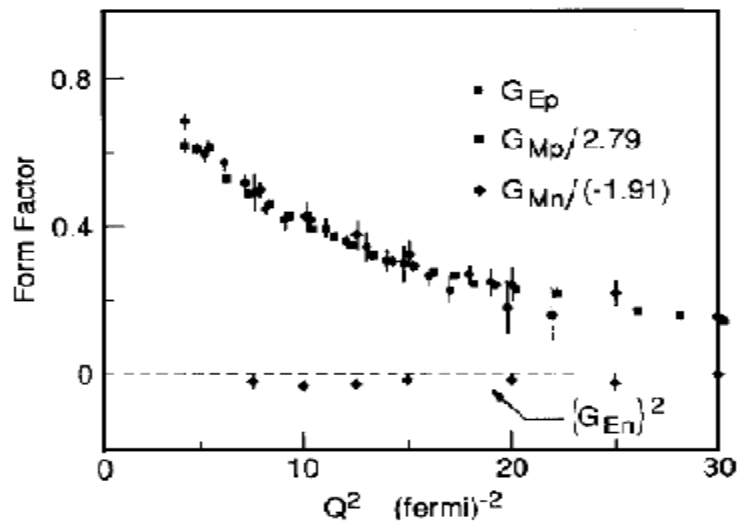
$$G_E^p(Q^2) \cong \left(\frac{1}{1 + \frac{Q^2}{0.71 \text{ GeV}^2}} \right)^2 \quad (23-1)$$

در Q^2 های تقریباً بزرگتر از 10 GeV^2 رابطه (۲۳-۱) برقرار است

در مورد ۳ ناحیه‌ی Q^2 بحث می‌کنیم:

- ۱- در Q^2 های کوچک عامل ساختار الکتریکی غالب می‌شود.
- ۲- در $0.02 \leq Q^2 \leq 3 \text{ GeV}^2$ هر دو عامل ساختار الکتریکی و مغناطیسی را اندازه می‌گیریم.
- ۳- در $Q^2 \geq 3 \text{ GeV}^2$ عامل ساختار مغناطیسی را اندازه می‌گیریم.

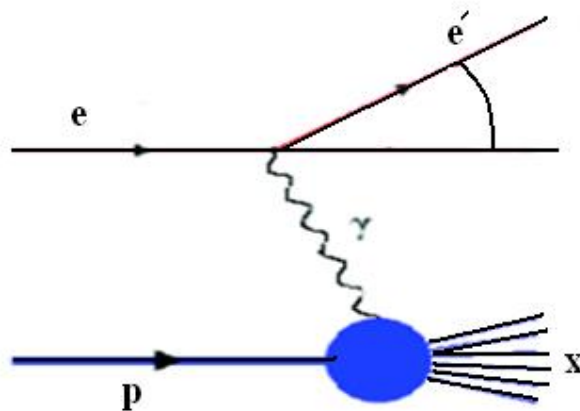
اگر توزیع بار و توزیع ممان مغناطیسی در مقایسه با $\frac{\hbar}{Q}$ کوچکتر باشد، $G_M(Q^2)$ و $G_E(Q^2)$ با تغییرات Q^2 تغییر نخواهد کرد. اما اگر اندازه آنها (بار و ممان مغناطیسی) با $\frac{\hbar}{Q}$ قابل مقایسه باشد $G_M(Q^2)$ ، $G_E(Q^2)$ با افزایش Q^2 کاهش می‌یابد.



شکل ۱-۵: شکل‌های عامل ارائه شده با برهمکنش الکترون-پروتون با انرژی بالا برای پروتون و نوترون به وسیله گروه استنفورد در سال ۱۹۶۵.

۱-۴) پراکندگی ناکشسان ژرف $e+p \rightarrow e+x$

می‌توان درون پروتون را کاوید، درست به همان شکلی که رادرفورد [۳] درون اتم را با پراکندگی ذرات α کاوید. این نوع آزمایش-ها در اواخر دهه شصت با استفاده از الکترون‌های پر انرژی و در اوایل دهه هفتاد با استفاده از پرتوهای نوترینو انجام شد. اگر الکترونی حامل انرژی کافی باشد، در اثر پراکندگی ناکشسان ژرف از پروتون انواع ذراتی مانند پایون^۱، کائون^۲ و دلتا^۳ ساطع می‌شود.



شکل ۱-۶: پراکندگی ناکشسان ژرف $e-p$.

نتایج پراکندگی ژرف ناکشسان ژرف یادآور آزمایش‌های رادرفورد است، در پراکندگی رادرفورد تعداد کمی از ذرات α تاییده شده در زاویه‌های بزرگ منحرف می‌شوند یعنی بار پروتون در محل کوچکی متمرکز شده است. اما در مورد پراکندگی ناکشسان ژرف شواهد نشان دهنده سه ذره سبک به جای یک ذره سنگین است. در پراکندگی ناکشسان ژرف

^۱ Pion

^۲ Kaon

^۳ Delta