



دانشكده فيزيك

گروه فیزیک هسته ای

پایان نامه کارشناسی ارشد

بررسی و مطالعه چگالی بار نوترون و اثر آن در شعاع بار نوترون با استفاده از بررسی اثرات

EMC

حسن حاجی حسینی مجنی

97.4774

استاد راهنما

دکتر محمد رضا شجاعی

بهمن ماه ۱۳۹۴

پیوست شماره ۲

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: فیزیک

گروه : هستهای

پایان نامه کارشناسی ارشد آقای حسن حاجی حسینی مجنی به شماره دانشجویی: ۹۲۰۴۸۸۴

تحت عنوان: "بررسی و مطالعه چگالی بار نوترون و اثر آن در شعاع بار نوترون با استفاده از بررسی اثراتEMC"

امضاء	اساتید مشاور	امضاء	اساتید راهنما
	نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :
			آقای دکتر محمد رضا شجاعی
	نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :

امضاء	نماينده تحصيلات تكميلى	امضاء	اساتید داور
	نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :
	دكتر حسين توكلي عنبران		آقای دکتر علی اکبر رجبی
			نام و نام خانوادگی :
			آقای دکتر مسلم سوهانی
			نام و نام خانوادگی :
			نام و نام خانوادگی :

تقدیم به:

للحكاه مهربان مادرم

دسان پر مهر مدرم



تقدیر و تشکر

حمد و سپاس ایزد منان که لطف بی کرانش همواره و در همه حال شامل حالم بوده و هست و سلام تهیت بر روح مطهره حضرت شمس الشموس، علی بن موسی الرضا (علیه السلام) که مرا در این امر یاری فرمودند. از استاد بزرگوارم جناب آقای دکتر محمد رضا شجاعی که دلسوزانه هم در زمینه علمی و هم در دیگر مشکلات به بنده کمک های فراوان کردند، کمال تشکر و قدر دانی را دارم. و از جناب آقای پروفسور علی اکبر رجبی و جناب آقای دکتر مسلم سوهانی و همچنین جناب آقای دکتر حسین توکلی که بر بنده منت نهاده و قبول زحمت فرمودند بینهایت سپاس گذارم. و همچنین از همراهی دلسوزانه و مثال زدنی همسر عزیزم نیز کمال تشکر و قدردانی را دارم.

٥

تعهد نامه

اینجانب حسن حاجی حسینی مجنی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک هستهای دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه "بررسی و مطالعه چگالی بار نوترون و اثر آن در شعاع بار نوترون با استفاده از بررسی اثرات EMC " تحت راهنمائی دکتر محمدرضا شجاعی متعهد می شوم.

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
 - در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه شاهرود » و یا «
 Shahrood University of Technology» به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایح اصلی پایان نامه تأثیر گذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول
 اخلاقی رعایت شده است.
 - در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است
 اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است

تاریخ ۱۳۹۴/۱۱/۱۹

امضای دانشجو حسن حاجی حسینی مجنی

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه های رایانه ای، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه شاهرود می باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
 - استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

* متن این صفحه نیز باید در ابتدای نسخه های تکثیر شده پایان نامه وجود داشته باشد

محاسبه یشعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون یکی از مهمترین مباحث در فیزیک هسته ی میباشد. در این کار با استفاده از داده های پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از هسته که در مرکز شتابدهنده ی خطی استنفورد بدست آمده است، توابع ساختار پروتون و دوترون را رسم کردیم. سپس با اعمال اثرات EMC در تابع ساختار دوترون، تابع ساختار نوترون نیز محاسبه شد. در ادامه با استفاده از مدل پارتونی و ارتباط توابع ساختار با توابع توزیع پارتونی و همچنین ارائه فرمی مناسب برای تابع توزیع کوار کهای دریا، توابع توزیع کوار ک های بالا و پایین، $(x), d_v(x)$ به روشی متفاوت، محاسبه و رسم شدند. سپس مدلی مناسب برای فرم $H_q(x, \xi, t)$ ارائه شد که با استفاده از این مدل و توابع توزیع پارتونی بدست آمده، مقدار میانگین مجذور شعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون را محاسبه کردیم. در پایان منحنیهای بدست آمده برای $(x), d_v(x)$ در این کار با منحنیهای بدست آمده در دیگر مدلها با مقایسه شدند. همچنین مقادیر بدست آمده برای میانگین مجذور شعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون را محاسبه کردیم. در پایان با مقادیر بدست آمده از دیگر روشها نیز مورد مقایسه قرار گرفتند که مشاهد شد نتایج ما تطابق خوبی

کلمات کلیدی : شعاع بار پروتون و نوترون، تابع ساختار، توابع توزیع پارتونی، GPD

فهرست مطالب

۱	فصل اول: ذرات بنیادی و مقدمه ای بر پراکندگیها
۲	۱-۱ هسته و خواص آن
۲	۱-۱-۱ تعريف هسته
۲	۱-۱-۲ خواص هستهها
۳	۱–۱–۳ شعاع هستهای
۵	۲-۱ نوکلئون و ساختار داخلی آنها
۶	۱-۳-۱ دستهبندی نیروهای بنیادی
۷	۱-۳-۲ دستهبندی ذرات بنیادی
۱۳	۱-۴ مقدمهای برای محاسبه شعاع بار نوکلئون آزاد
14	۵-۱ دستهبندی پراکندگیها و کاربردها
14	۱-۵-۱ پراکندگی الاستیک (کشسان)
۱۵	۱-۵-۱ پراکندگی غیر الاستیک (ناکشسان)
١۶	۱-۵-۱ پراکندگی غیر الاستیک عمیق (ناکشسان ژرف)(DIS):
۱۷	فصل دوم: محاسبهی شعاع بار نوکلئون آزاد (پروتون) و توابع ساختار
۱۸	۲-۲ تئوری پراکندگی کشسان و فرمول بندی آن
۲۱	۲-۲ محاسبهی شعاع بارالکتریکی پروتون با استفاده از پراکندگی کشسان و رابطهی روزنبلات
۲۵	۲-۳ محاسبهی شعاع بار نوترون در روشهای معمول
از اثرات EMC	۲-۴ مقدمهای بر محاسبهی شعاع بار الکتریکی نوکلئون در پراکندگی ناکشسان ژرف با استفاده

۲۵-۲ تئوری پراکندگی ناکشسان ژرف (DIS) برای بدست آوردن توابع ساختار
فصل سوم: بررسی اثر EMC برای بدست آوردن تابع ساختار نوترون۳۹
۴۰ معرفی اثر EMC EMC
Short Range Correlation (SRC) ۲-۳ فاکتور قیاس هستهها
۳-۳ بررسی اثرات EMC در هستههای مختلف وبدست آوردن ارتباط بین توابع ساختار
فصل چهارم: محاسبهی توابع توزیع پارتونی و محاسبهی شعاع بار پروتون و نوترون۶۱
۶۲ مدل پارتونی و مکانیزم کلی محاسبهی شعاع بار الکتریکی نوکلئون با استفاده از مدل پارتونی
۶۳ ۲-۴ محاسبهی تابع توزیع پارتونها، $u_v(x), d_v(x)$ از توابع ساختار
GPD ۳-۴ و محاسبهی شعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون
۴-۴ بحث و نتیجهگیری
منابع

فهرست اشكال

۵	شکل ۱-۱ نمایی کلی از ساختار و ذرات داخلی هسته
۸	شکل ۱-۳-۱ ذرات بنیادی و دسته بندی آنها
۱۴	شکل۱-۵-۱ پراکندگیهای الکترون از پروتون
۱۵	شکل ۱–۵-۲ پراکندگی کشسان الکترون از پروتون
۱۶	شکل۱-۵-۳ پراکندگی نا کشسان الکترون از پروتون
۲۳	شکل ۲-۲-۱ منحنی نسبت سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان به سطح مقطع مات برحسب <u>⁹ tan² 1</u>
۲۴	شکل ۲-۲-۲ منحنی بدست آمده از مقادیر عامل شکل مغناطیسی پروتون (G_M) بر حسب q^2
۲۷	شکل۲-۴-۱ ایزوتوپهای هیدروژن
۲۸	شکل ۲-۴-۲ مرکز شتاب دهندهی خطی استنفورد (SLAC)
۲٩	شکل ۲-۵-۱ پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از پروتون (نوع اول)
٣٠	شکل۲-۵-۲ سینماتیک پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از پروتون
۳۴	شکل james Daniel "BJ" Bjorken (born 1934) ۳-۵-۲ شکل
الان-	شکل ۲-۵-۴ مقیاس بندی بیورکن و رابطه کالان-گروس، که نسبت $2x rac{F_1(x)}{F_2(x)}$ را برحسب x برای آزمودن رابطه ک
۳۵	گروس نشان میدهد
۳۷	شکل ۲-۵-۵ منحنی تابع ساختار پروتون بدست آمده از دادههای پراکندگی DIS
۳۷	شکل ۲–۵-۶ منحنی تابع ساختار دوترون بدست آمده از دادههای پراکندگی DIS
۴۰	شكل ٣-١-١ هسته دوترون

ختلف به سطح مقطع پراکندگی الکترون از	شکل ۳-۲-۱ نسبت سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هستههای مع
ff	نوکلئون هسته 3_2He_1 بر حسب x_B
مختلف به سطح مقطع پراکندگی الکترون	شکل ۳-۲-۲ نسبت سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته های
۴۴	از نوکلئون هسته دوترون بر حسب x_B
طح مقطع دوترون برحسب <i>x_B</i>	شکل ۳-۳-۱ نسبت سطح مقطع DIS الکترون از نوکلئون هسته ⁴ He ₂ به س
طح مقطع دوترون برحسب <i>X_B</i>	شکل ۳-۳-۲ نسبت سطح مقطع DIS الکترون از نوکلئون هسته $^{9}Be_{4}$ به سم
۵۱ x_B طح مقطع دوترون برحسب	شکل ۳-۳-۳ نسبت سطح مقطع DIS الکترون از نوکلئون هسته C_6^{12} به س
۵۱ x_B طح مقطع دوترون برحسب	شکل ۳-۳-۴ نسبت سطح مقطع DIS الکترون از نوکلئون هسته 1 ₃ 3 <i>4</i> به س
ىطح مقطع دوترون برحسب <i>x_B</i> ۵۲	شکل ۳-۳-۵ نسبت سطح مقطع DIS الکترون از نوکلئون هسته ⁴⁰ Ca به س
لطح مقطع دوترون برحسب x _B ۵۲	شکل ۳-۳-۶ نسبت سطح مقطع DIS الکترون از نوکلئون هسته ⁵⁶ Fe به س
سطح مقطع دوترون برحسب X _B ۵۳	شکل ۳-۳-۷ نسبت سطح مقطع DIS الکترون از نوکلئون هسته ¹⁹⁷ 79 به د
سطح مقطع دوترون برحسب x_B ۵۳	شکل ۳-۳-۸ نسبت سطح مقطع DIS الکترون از نوکلئون هسته ¹⁰⁸ Ag به و
مختلف	شکل ۳-۳-۹ منحنی قدرت اثرات EMC نسبت کمیت SRC در هستههای
۵۹Ε	شکل ۳-۳-۱۰ منحنی تابع ساختار نوترون بدست آمده از اعمال اثرات MC
۶۲	شکل۴-۲-۱: کوارکها و بارشان در نوکلئونهای پروتون و نوترون
ختار نوترون و پروتون در این کار۶۶	شکل۲-۲-۲ منحنی بدست آمده برای $u_v(x)$ و $d_v(x)$ با استفاده از توابع سا
۷۱	شکل۴-۲-۳: منحنی بدست آمده برای $u_v(x)$ و $d_v(x)$ از رفرنس [۳۷]

۱-فصل اول

ذرات بنیادی و مقدمه ای بر پراکندگی کا

۱–۱ هستهی اتم و خواص آن:

۱–۱–۱ تعريف هسته:

هستهی اتم مجموعه ای از ذرات باردار و بدون بار خالص میباشد که در یک حجم فوق العاده کوچک تمرکز یافتهاند و با نیروی بسیار قوی و کوتاه برد (نیروی برهم کنش قوی هستهای) به هم مقید شدهاند که این مجموعه متراکم کل جرم اتم را در خود داشته است و الکترونها در اوربیتالهایی حول این نقطه چگال مرکزی در حال دوران هستند. اجزای اصلی هستهها، پروتونها و نوترونها هستند.

خواص اساسی هستهها را به کمک تعدادی از پارامترهای هستهای میتوان توصیف کرد.

۱–۱–۲ خواص هستهها خواص هسته ها را به دو دسته تقسیم بندی میکنند:

۱- خواص استاتیکی هستهای ۲۰ خواص دینامیکی هستهای

خواص استاتیکی هسته امستقل از زمان هستند، مانند بار الکتریکی هسته، جرم هسته، شعاع هسته، خواص استاتیکی هسته، جرم هسته (اسپین هسته)، انرژی بستگی هسته، گشتاور دوقطبی مغناطیسی هسته، گشتاور چهار قطبی الکتریکی هسته، پاریته هسته و اسپین پاریته آن. این خواص، وقتی که هسته در حالت پایه خود قرار دارد مقادیر معینی دارند اما اگر هسته در حالتهای برانگیخته قرار گیرد مقادیر اسپین پاریته (I^{π}) تغییر خواهند کرد.

بعضی از خواص هسته وابسته به زماناند که به آنها خواص دینامیکی هسته می گویند. مانند احتمال واپاشی یک هسته رادیواکتیو، احتمال واپاشی را با λ نمایش می دهند که به آن ثابت واپاشی می گویند. احتمال انجام یک واکنش هسته ای را با σ نمایش میدهند که آن را سطح مقطع مؤثر هسته برای آن واکنش بخصوص نامیدهاند. ضمناً هستهها مانند اتمها دارای حالتهای برانگیختهاند، در واقع نوکلئون-های هسته همانند الکترونها در اتم، در ترازهای مختلف انرژی قرار دارند که هنگامی که یک نوکلئون از ترازی به تراز بالاتر میرود و در آن تراز ناپایدار باشد هسته در حالت برانگیخته بسر میبرد که در این حالت هسته با گسیل یک یا چند فوتون به حالت پایه گذار مینماید.

۱-۱-۳ شعاع هستهای

شعاع هسته هم مانند شعاع اتم، کمیتی دقیقاً تعریف شده نیست. زیرا هسته را نمیتوان کرهای جامد با مرز مشخص تصور کرد. برای بررسی خواص هسته معمولاً برای هسته، مدلهای مختلفی را در نظر می گیرند. شعاعی که اندازه می گیریم به نوع آزمایشی که برای تعیین شکل هسته انجام می دهیم بستگی دارد. مثلاً آزمایشی که برای محاسبهی توزیع بار هستهای و توزیع مادهی هستهای انجام می دهیم اطلاعات خوبی در مورد شکل و اندازهی هسته بدست می دهند.

یکی از روشهای مهم بررسی توزیع بار هستهای آزمایشهای پراکندگی الکترونهای پر انرژی توسط هسته میباشد که اطلاعات دقیق و ارزشمندی را در مورد نحوهی توزیع بار در هسته و شعاع هستهای بدست میدهد.

روشهای دیگر بررسی کمیت توزیع بار هستهای و شعاع هسته عبارتند از :

- ۲- محاسبهی اختلاف انرژی هستهای آینهای
 ۳- بررسی پرتوهای ایکس میونی
 ۴- انتقال ایزوتوپی پرتو ایکس و تابش اپتیکی
- ۵- بررسی برهم کنش کولنی بین یک ذره باردار و هسته

کمیت دیگری که برای اندازه گیری شعاع هستهای مورد استفاده قرار می گیرد، توزیع مادهی هستهای است. آزمایشهای انجام گرفته برای بررسی مادهی هستهای که برای برآورد شعاع هستهای قرار گرفتهاند عبارتند از:

۱- پراکندگی رادرفورد^۱ که پراکندگی ذرات آلفا از هستهی عناصر سنگین را مورد بررسی قرار می دهد.
 ۲- واپاشی آلفازای هستههای رادیواکتیو.
 ۳- روش پرتوهای ایکس پیونی (^{*}, π⁺, π^{*})

قانون بقای ذرات: تعداد نوکلئون ها تحت هر شرایطی و هر تبدیلی پایسته است. (مجموع شان ثابت است).

همانطور که قبلا اشاره شد هسته از نوکلئونها تشکیل شده است و خود این نوکلئونها همانند خود هسته دارای خواص استاتیکی و دینامیکی هستند که تعاریف تقریباً مشابهای دارند. ما در اینجا قصد داریم به بررسی یکی از مهمترین خواص استاتیکی نوکلئونهای هسته یعنی شعاع بار نوترون و پروتون بپردازیم.

۲-۱ نوکلئون و ساختار داخلی آنها

در سال ۱۹۱۱ میلادی، رادرفورد انحراف زیاد زاویه پراکندگی ذرات آلفا را از هسته، نتیجه بر هم کنش کولنی ذرات آلفا را با نوکلئونهای هستهای در نظر گرفت. این مسئله منجر به کشف ساختار داخلی مواد و در نهایت، کشف نوکلئونها در هستهی اتم شد. این پراکندگی شروع خوبی برای درک ساختار داخلی ذرات بود. با ساخت شتابدهندهی ذرات پیشرفته و اطلاعات بدست آمده از نظریه پردازان QED⁷، امکان محاسبه سطح مقطع کشسان الکترون –نوکلئون فراهم شد.

¹ Rutherford

² Quantum Electro Dynamics

با توسعه شتابدهندهی ذرات پر انرژی و با اندازه گیری سطح مقطع پراکندگی ناکشسان الکترون از نوکلئون اولین گواه مبنی بر حضور کوار کها در ساختار نوکلئونها بدست آمد.

نوکلئونها یا همان پروتونها و نوترونها از مهمترین ذرات در فیزیک هستهای هستند که شناخت ویژگیهای استاتیکی این ذرات به ما در درک بسیاری از مفاهیم فیزیکی کمک میکنند. پروتونها و نوترونها دارای ساختار داخلی هستند که شناخت هر چه بیشتر و بهتر از جزییات و مکانیزم ساختار داخلی این ذرات میتواند به ما در درک و توجیه بسیاری از خواص و ویژگیهای استاتیکی این ذرات کمک کند. از مهمترین ویژگیهای استاتیکی نوکلئونها شعاع بارالکتریکی آنها است.



شکل ۱-۲-۱: نمایی کلی از ساختار و ذرات داخلی هسته

جیمز چاودیک^۳ در سال ۱۹۳۲ نوترون را، که رادرفورد در سال ۱۹۲۰ وجود آن را پیشبینی کرده بود، کشف کرد. پروتونها ذراتی مثبت هستند و به شدت همدیگر را دفع میکنند علت اینکه پروتونها در هستهی اتم در کنار یکدیگر قرار گرفتند وجود نیروی جاذبه هستهای قوی بین نوکلئونها است. نوترون

³ James Chadwick

ذرهای ناپایدار و بدون بارالکتریکی خالص است و عمر متوسط آن ۹۱۸ ثانیه است. در صورتی که طول عمر پروتون 10³⁴ سال میباشد[۱].

۱–۳–۱ دسته بندی نیروهای بنیادی:

چهار نیروی بنیادی موجود در طبیعت را معرفی می کنیم که عبارتند از: ۱- نیرو ی گرانش ۲- نیروی الکترو مغناطیسی ۳- نیروی پر قدرت هستهای ۴- نیروی هستهای ضعیف

۱-نیرو ی گرانش : این نیرو نسبت به چهار نیروی دیگر که شرح خواهیم داد ضعیف تر است، همان طور که میدانیم میدان گرانش در تمام اجسام جرم دار مشاهده میشود. براساس یافتههای نیوتن[†] نیروی گرانش بین دو جسم متناسب است با حاصل ضرب جرم آنها بر مجذور فاصلهی آنها. این میدان در نجوم کاربرد دارد زیرا این نیرو در فاصلههای زیاد کارگر است. برای مشخص کردن ضعیفی آنمی توان از دو ذره استفاده کرد اگر نیرو گرانش بین آنها را محاسبه کنیم و با مقدار به دست آمده با نیرو از دو زیرا این نیرو گرانش بین دو می می میدان میدان در نیرو این نیرو در فاصلههای زیاد کارگر است. برای مشخص کردن ضعیفی آنمی توان از دو ذره استفاده کرد اگر نیرو گرانش بین آنها را محاسبه کنیم و با مقدار به دست آمده با نیرو الکترومغناطیسی در رابطه کولن، مقایسه کنیم در می این کی این نیرو حدود ده به توان چهل بار از نیرو ی الکترومغناطیسی کوچکتر است.

۲- نیروی الکترو مغناطیسی: بر هم کنشی که بین ذرات بار دار و ذارتی که خاصیت مغناطیسی دارند وجود دارند و ذره میدانی آن فوتون است.

۳- نیروی پر قدرت کوارک^۵ (هسته ای قوی) : اندر کنش قوی یا نیروی هسته ای قوی، پیچیده ترین اندر کنش بنیادی است، بیشتر به این دلیل که با تغییر فاصله مقدار آن نیز تغییر می کند. در فاصله های بیشتر از ۱۰ فمتومتر(m⁻¹⁵m)، نیروی قوی عملاً غیرقابل جذب است، همچنین این نیرو تنها در

⁴ Newton 5 Quark هستهی اتم عمل میکند. زمانی که هستهی اتم در سال ۱۹۰۵ کشف شد، واضح بود که به نیروی دیگری نیاز است تا در مقابل نیروی رانشی الکتروستاتیک که ناشی از حضور بارهای مثبت در درون هسته است مقاومت کند. اگر این نیرو وجود نداشت هستهی اتم هرگز تشکیل نمیشد. این نیرو به نیروی رنگ معرف است. این نیرو کوارکها را در نوکلئونها و نوکلئونها را در هسته در کنار هم قرار میدهد.

۴-نیروی ضعیف هستهای:

این نیرو در فاصلههای بسیار کم کارگر است . این نیرو در ذرههایی مشاهده می شود که نه حالت دوم و نه حالت سوم بر آنها اثر می کند. این نیرو کوارکها و لپتونهای سنگین را به کوارکها و لپتونهای سبکتر وا می پاشاند . اندرکنش ضعیف یا نیروی هسته ای ضعیف مسئول برخی پدیدههای هسته ای مانند واپاشی بتا است.

نيرو	مرتبه
هستەاى قوى	$rac{g_N^2}{\hbar c}pprox 1$
هستەاي ضعيف	$\frac{(\frac{g_{\beta}m_{\pi}c^{2}}{\hbar c})^{2}}{\hbar c} = \frac{(\frac{g_{\beta}^{2}}{\hbar c})m_{\pi}^{2}}{\hbar c} \approx 10^{-13}$
نيروى الكترومغناطيسي	$\frac{e^2}{\hbar c} \approx 10^{-2}$
نیروی گرانش	$\frac{G m_1 m_2}{\hbar c} \approx 10^{-45}$

جدول (۱-۳-۱): مقایسه قدرت چهار برهمکنش موجود در طبیعت [۲]

۱–۲–۲ دسته بندی ذرات بنیادی:

حالا که مقدمهای از نیروهای بنیادی بیان شد، قادریم به دسته بندی ذرات بپردازیم.

بر اساس مدل استاندارد (ذرات بنیادی) ماده از ۶۲ ذره تشکیل شده که این ذرات در دو دسته قرار می گیرند[۱٫۳]: ۱- بوزون ها ۲- فرمیون (لپتون ها و کوار ک ها)



شکل ۱-۳-۱: ذرات بنیادی و دستهبندی آنها

بوزونها خود بر هفت دستهاند که عبارتند از :

۱-گراویتون : گفته می شود که این ذره نیروی گرانش را حمل می کند هرچند که تاکنون مشاهده نشده است . این ذره اسپینی برابر با ۲ دارد و جرمش صفر است همچنین بار آن نیز صفر می باشد . **۲** – **فوتون** : این ذرات نیروی الکترومغناطیسی را حمل می کنند و در واقع در میان بارها به پرواز درآمده و موجب ایجاد این نیرو در میان آنها میشود. این ذره جرم سکون صفر را داراست بار آن نیز صفر است، همچنین اسپینی معادل یک دارد .

۳-ذرات W = z e - e - w این ذرات که عامل واپاشی لپتونها و کوار کهای سنگین هستند هر کدام W = - e - e - w دارای جرم W = - e - w e - w e - w e - w e دارای جرم W = - e - w e -

۴- گلوئون : گفته می شود که این ذره حمل کننده ی نیروی رنگ (هسته ای قوی) است . گلئون ها تبادل کننده ی رنگ بین کوار که هستند و در فرایند تغییر رنگ در کوار که نقش پایستگی رنگ در برهم کنش ها را دارند چون رنگ نیز مانند بار الکتریکی پایسته است. البته این ذره به طور مستقیم مشاهده نشده است. این ذره اسپینی برابر یک دارد و جرم و بارش صفر هستند .

۵- هیگز: ذرهی دیگری به نام هیگز نیز وجود دارد گفته می شود که اسپین آن صفر است و و بارش نیز صفر است و و بارش نیز صفر است . همچنین جرمی معادل ۷۸ GeV/c² دارد گفته می شود این ذره عامل جرم است. ذره هیگز را H نشان می دهند که یکی از سه حرف اصلی نظریه ی² Higgs است که H آخر همان واژه-است.

دستهی بعدی ذرات فرمیونها (کوارکها و لپتونها)هستند.

لپتونها و کوارکهای مدل استاندار بر طبق جدول زیر از ۱۲ ذره با اسپین ۱/۲ تشکیل شده است که این دسته از ذرات با اسپین نیمه صحیح فرمیون نامیده می شوند.

⁶ (Creativ Particle Higgs) CPH Theory is based on Generalized light velocity from energy into mass.

جدول ۱-۳-۱ دسته بعدی کوارکها و لپتونها [۳]

وم	نسل سو	,	نسل دوه		نسل اول	بار الکتریکی	
t	نوک	с	افسون	u	بالا	² / ₃ +	کما ک ما
b	تە	s	بيگانه	d	پايين	- ¹ /3	توارت ها
т-	تائو	μ_	ميون	e ⁻	الكترون	-1	التمن ها
VT	نو ترینوی تائو	ν _μ	نو ترینوی میون	ve	نوترينوي الكترون	0	ښون ها

لپتونها:

لپتون از واژه یونانی لپتوس به معنای ریز، کوچک ، نازک، آمده است همان طور که پیش تر اشاره شد. لپتونها از دسته ذرات بنیادی با اسپین۱/۲هستند که میتوانند بر نیروهای الکترومغناطیسی گرانشی و نیروی ضعیف اثر کنند. و برخلاف کوارکها نیروی قوی رو آنها اثر نمیکند. طبق جدول بالا ۶ نوع لپتون داریم که از سه نسل هستند.

نسل اول: لپتونهای الکترونیک که شامل الکترون و نوترینوی الکترون است.

نوترينو:

نوترینو ذره بنیادی خنثایی است که در ضمن واپاشی هستهای همراه با الکترون یا پوزیترون گسیل میشود. همانند نوترون ، نوترینو نیز بار الکتریکی ندارد. نوترینو با الکترونها عملا اندرکنش نمی *ک*ند و باعث یونش قابل توجه محیط نمیشود. نوترینو ذره بنیادی ناپایدار و سبکی میباشد . نوترینو در سال ۱۹۳۰ توسط ولفگانگ پائولی^۷ فیزکدان اتریشی برای توجیه قانون بقای جرم در واکنش های هستهای پیشگویی شد. و سه سال بعد توسط فرمی از روی طیف انرژی الکترون گسیلی در واپاشی بتایی کشف و نوترینو نامگذاری شد. نوترینو مانند دیگر ذرات بنیادی دارای پاد ذره است که پاد نوترینو نامیده میشود .

⁷ Wolfgang Pauli (1900)

نسل دوم: لپتونهای میونیک که شامل میون و نوترینوی میون است.

ميون:

میون در سال ۱۹۳۶ توسط کارل اندرسون^۸ در هنگام مطالعه یتابش کیهانی کشف شد. میون ذره بنیادی با جرم ۲۰۷ برابر الکترون و دارای بار منفی است. نیمه عمر میون بسیار کوتاه و ۲/۲ میکرو ثانیه است و مانند دیگر ذرات بنیادی دارای پاد ذره با بار مخالف ولی جرم و اسپین مشابه است که پاد میون نامیده می شود.

نسل سوم: لپتونهای تائونی که شامل تائون و نوترینوی تائونی است.

تائون:

تائون در سری آزمایش های ۱۹۷۴ تا ۱۹۷۷ توسط مارتین لوئیز پرل^۹ و همکارانش کشف شد. جرم تائون ۳/۵ برابر جرم الکترون و با بار منفی و اسپین ۱/۲ است. و عمر بسیار کوتاهی دارد. تائون به اندازهی الکترون تابش ترمزی تولید نمی کند ولی قدرت نفوذ بیشتری نسبت به الکترون دارد. تائون مانند دیگر ذرات بنیادی دارای پاد ذره با بار مخالف ولی جرم و اسپین مشابه است که پاد تائون نامیده می شود.

پس کلاً ۶ نوع لپتون داریم که همراه پاد ذرهها تعداد آنها به ۱۲ عدد میرسد.

کوار کھا:

کوارک یک ذرهی بنیادی و جزء اساسی تشکیل دهنده ماده می باشد. کوارک نخستین بار در سال ۱۹۶۴ توسط مورای گلمان^{۱۰} و جورج زویک^{۱۱} مطرح شد. در سال ۱۹۶۸ در آزمایشات انجام شده در شتابدهندهی خطی استانفورد^{۱۲} ثابت شد که پروتون از اجزای کوچک تر نطقه مانندی تشکیل شده است

⁸ Carl David Anderson (1905)

⁹ Martin Lewis Perl (1927)

¹⁰ Murray Gell-Mann

¹¹ George Zwick

¹² Stanford Linear Accelerator Center

و بنابراین پروتون یک ذرهی بنیادی نیست. در آن زمان فیزیکدانان این ذرات را به عنوان کوارک نمیدانستند بنابراین آنها پارتون (واژه ای که توسط فایمن مطرح شد.) نامیدند. بعدها کوارکهای بالا و پایین و طعم های دیگر کشف شد، ولی اکنون واژهی پارتون یک واژهی کلی برای بیان اجزای سازندهی هادرونها (کوارکها و پادکوارکها و گلوئنها) بکار می رود.

کوار کها با هم ترکیب می شوند تا ذرات مرکبی به نام هادرون (hadron) را به وجود آورند، پروتون و نوترون یکی از معروف ترین آن ها هستند. آن ها تنها ذرات بنیادی برای آزمایش همه چهار برهم کنش اساسی یا نیروهای اساسی در مدل استاندارد می باشند. کوار کها هیچ گاه به صورت انفرادی یافت نمی شوند؛ آنها را فقط می توان درون هادرون ها پیدا کرد. به همین دلیل بیشتر آنچه که ما درباره کوار کها می دانیم از مشاهده ی هادرون ها دست آمده است.

شش نوع مختلف از کوارکها وجود دارد که به طعم (flavor) شهرت دارند: بالا(up) ، پایین شش نوع مختلف از کوارکها وجود دارد که به طعم (top) و ته (bottom). بالا و پایین دارای کمترین وزن در بین کوارکها میباشند. کوارکهای سنگین تر در طول یک فرآیند واپاشی به سرعت کمترین وزن در بین کوارکها میباشند. کوارکهای سنگین تر در طول یک فرآیند واپاشی به سرعت به کوارکهای بالا (up) و پایین (down) که عموماً پایدار تر میباشند، تبدیل می شوند. کوارکهای بالا (up) و پایین (down) و پایین (down) کمترین وزن در بین کوارکها میباشند. کوارکهای سنگین تر در طول یک فرآیند واپاشی به سرعت به کوارکهای بالا (up) و پایین (down) رایج ترین کوارکها در عالم میباشند، در حالی که کوارکهای estrange بالا (up) و پایین (down) رایج ترین کوارکها در عالم میباشند، در حالی که کوارکهای و منات بالا (up) و پایین (down) رایج ترین کوارکها در عالم میباشند، در حالی که کوارکهای و شتاب دهندههای ذرات). کوارکها خواص ذاتی گوناگونی دارند که شامل بار الکتریکی، بار رنگ، اسپین شتاب دهندههای ذرات). کوارکهای کوارک یک پاد ماده متناظر وجود دارد که به پادکوارک نیز شناخته می شوند و فقط در برخی خصوصیات دارای علامت مخالف میباشد. کوارکها تنها ذرات شناخته می شوند که بارالکتریکی آنها کسری از بار پایه (e) میباشد.

همان طور که اشاره شد، کوار کها هیچ گاه به تنهایی نقشی را به عهده ندارند بلکه همیشه در گروههای ۲ و ۳ تایی هستند ذراتی که از ۲ کوار ک تشکیل می شوند، مزون نام دارند و ذراتی را که ۳ کوار ک دارند باریون مینامند. کوار کها در کنار بار الکتریکی که دارند خاصیت مرموز دیگری نیز دارا میباشند که رنگ خوانده میشود. کوراک ها از این جهت به قرمز ، سبز و آبی طبقه بندی میشوند. کوار کها در برهم کنشها رنگ تبادل می کنند و ذره میدانی رنگ گلئونها هستند.

چرا کوارکها مهم هستند؟

ذرات متشکل از ۲ کوارک یا به عبارت دیگر (مزونها) ذرات پایداری نیستند. برعکس، گروههای سهتایی یا باریونها به زبان دیگر پروتونها و نوترونها ساختارهایی بسیار پایدار هستند. انسان، کره زمین و در واقع کهکشان راه شیری عملاً از ۳ سنگ بنای اولیه ایجاد شدهاند که عبارتند ازکوارکهای up ، کوارکهای down و الکترونها. کوارکها ، نوکلئونها را میسازند و آنها به یکدیگر متصل شده و هستهی اتمها را بوجود میآورند.

هستهها و الکترونها در اتحاد با یکدیگر اتمها را ایجاد میکنند و اتمها نیز با پیوستن به یکدیگر مولکولهای کوچک و بزرگ از قبیل مولکولهای آب یا سایر ترکیبات شیمیایی و بیولوژیکی را میسازند. میلیاردها مولکول سلولهای بدن ما را بوجود میآورند و هر انسان در بدن خود میلیاردها سلول دارد، اما با تمام تفاوتهایی که انسانها ، جانوران، گیاهان، سیارهها و یا ستارگان با یکدیگر دارند باز هم تمام آنها فقط از ۳ ذره زیر بنایی ساخته شدهاند که عبارتند از کوراکهای ل ، کوارکهای D ، کوارکهای D و الکترونها. برای کوارک ها طبق نظریه استادارد، ۶ طعم داریم که هر طعم سه رنگ دارد پس تا اینجا ۱۸ نوع کوارک داری کوارکها مولکول کار با یا دارد ، ۲ می می میلیاردها و یا ستارگان با یکدیگر دارند باز هم تمام آنها فقط از ۳ ذره زیر بنایی ساخته شدهاند که عبارتند از کوراکهای U ، کوارکهای D و الکترونها. کوارک داری کوارک ما طبق نظریه استادارد، ۶ طعم داریم که هر طعم سه رنگ دارد پس تا اینجا ۱۸ نوع کوارک داریم که همراه با پاد کوارکها تعداد کل کوارکها ۳۶ عدد است [۴].

۱–۴ مقدمهای برای محاسبهی شعاع بار نوکلئون آزاد:

معمولاً برای محاسبهی شعاع بار نوکلئون آزاد مثل پروتون، به بررسی پراکندگی کشسان الکترون از پروتون میپردازند. در مکانیزم پراکندگی کشسان نمی توان اطلاعات دقیقی از جزییات ساختار داخلی ذره هدف بدست آورد زیرا سطح انرژی پرتابه به اندازه ای کافی نیست که به عمق ذره هدف نفوذ کند، بلکه در پراکندگی کشسان اثر ذره هدف را روی پرتابه بررسی می کنند و برای بدست آوردن شعاع بار الکتریکی نوکلئون است بهتر است از الکترون به عنوان پرتابه استفاده شود زیرا الکترون تحت تاثیر نیروی الکترومغناطیسی هدف، با انرژی و زاویهی خاصی منحرف می شود و با بررسی اثرات الکترومغناطیسی ذرهی هدف روی الکترون میتوان به محاسبه شعاع بار الکتریکی پروتون پرداخت. بنابراین در پراکندگی کشسان الکترون از پروتون بدون آنکه اطلاعات دقیقی از ساختار داخلی ذرهی هدف بدست آید میتوان به بررسی اثرات آن روی ذره یپرتابه پرداخت و با استفاده از این اثرات، شعاع بار الکتریکی را محاسبه کرد[۵].

۵–۱ دسته بندی پراکندگیها و کاربردها

قبل از اینکه به بررسی چگونگی محاسبهی شعاع بار الکتریکی با استفاده از پراکندگی کشسان بپردازیم ابتدا به معرفی و توضیح درمورد انواع پراکندگی و کاربردها و محدودهی انرژی آنها میپردازیم. با توجه به موضوع، به پراکندگی الکترون از پروتون می پردازیم [۴و۵ و۶].



شکل ۱-۵-۱: پر اکندگی های الکترون از پروتون

پراکندگی الاستیک (کشسان) : این پراکندگی برای بدست آوردن اطلاعاتی در مورد توزیع بار هسته کاربرد دارد که در این پراکندگی انرژی الکترون فرودی از مرتبه Mev یا Gev است البته محدودهی انرژی در پراکندگی های مختلف به ذرهی هدف بستگی دارد ممکن است یک مرتبه انرژی برای پرتابه از یک ذرهی هدف پراکندگی کشسان صورت گیرد و از ذرهی هدف دیگر پراکندگی ناکشسان صورت گیرد. بر هر حال در پراکندگی کشسان، الکترون به عنوان یک کاوشگر، هسته را از بیرون کاوش می کند بدون آنکه تحت تاثیر نیروی هستهای قوی یا ضعیف قرار بگیرد و فقط الکترون تحت تاثیر نیروی الکترومغناطیسی هسته با انرژی و زاویه خاصی پراکنده میشود که ماهیت ذرات چه هدف و چه پرتابه در ابتدا و انتهای واکنش تغییر نمی کند.

$$e + p \rightarrow e + p$$

و با توجه به اینکه پروتون دارای ساختار داخلی است و یک بار نقطه ای نیست، نمودار فایمن برای پایین ترین مرتبه به صورت زیر است:



شکل ۱-۵-۲: پراکندگی کشسان الکترون از پروتون[۱]

پراکندگی غیر الاستیک (ناکشسان):در این پراکندگی مرتبهی انرژی الکترون بیشتر و در محدوده Gev است که در اینجا ماهیت ذرهی هدف تغییر کرده و ذرهی فرودی نیز میتواند تغییر ماهیت دهد.

$$A + B \rightarrow X + Y$$
 i $A + B \rightarrow A + Y$
 $e + p \rightarrow e + X$

که برای بدست آوردن اطلاعاتی در مورد ارتباط و نیروهای کوتاه برد بین نوکلئونهای هسته (SRC^{۱۳}) کاربرد دارد که در ادامه توضیح میدهیم. و نمودار فایمن برای این پراکندگی به صورت زیر است:



شکل۱-۵-۳ پراکندگی نا کشسان الکترون از پروتون[۲]

پراکندگی غیر الاستیک عمیق (ناکشسان ژرف)(^{۱۴} DIS):

در این پراکندگی مسلماً محدوده انرژی بیشتر و اطلاعات بدست آمده در این پراکندگی برای شناخت جزییات ساختار داخلی و بدست آوردن تابع ساختار ذرهی هدف بسیار مفید است. ناگفته نماند که پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از هدف نوکلئونی، از دیدگاه دیگر می تواند به عنوان پراکندگی کشسان الکترون از کوارک ها مورد مطالعه قرار گیرد بنابراین در دسته بندی پراکندگیها علاوه بر محدوده انرژی نوع ذره هدفی که مورد بررسی قرار می گیرد نیز موثر است. در ادامه به بررسی پراکندگی ناکشسان ژرف به طور مفصل تر پرداخته می شود.

¹³ short range correlation

¹⁴ Deep inelastic scattering

۲-فسل دوم

محاسبه ی شعاع بار نوکلئون ازاد (پرونون) و

توابع ساخار

۲-۱ تئوری پراکندگی کشسان و فرمول بندی آن-رابطه روزنبلات^{۱۰}

برای محاسبهی شعاع بار نوکلئون آزاد مثل پروتون، به بررسی پراکندگی کشسان الکترون از پروتون میپردازند. این رویهای است برای اندازه گیری توزیع بارالکتریکی در هدف. در این روش با مقایسه پرتو الکترونی فرودی و پرتو الکترونی پراکنده شده به یک سری اطلاعات دست پیدا میکنند.

در پراکندگی الکترون از پروتون یک سری اطلاعات مستقیماً از طریق آزمایش بدست میآید، مثل انرژی و زاویه پراکندگی ورودی و خروجی ذره و همچنین سطح مقطع پراکندگی، بنابراین با استفاده از روابط حاکم بر پراکندگی کشسان و همچنین با استفاده از دادههای آزمایشگاهی بدست آمده از پراکندگی میتوان به اطلاعاتی در مورد یک سری از ویژگیهای استاتیکی پروتون دست یافت .

با توجه به اینکه پروتون دارای ساختار داخلی و توزیع بار و همچنین دارای اسپین است و گشتاور مغناطیسی پروتون نیز درگیر پراکندگی الکترون است، باید برای رابطه سطح مقطع رابطهی مناسب را انتخاب کرد[۸].

سادهترین رابطه برای سطح مقطع پراکندگی، سطح مقطع پراکندگی رادرفورد است:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R |F(q^2)| \tag{1-1-T}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{R} = \frac{\pi^{2} e^{2}}{\pi^{2} e^{2}} = \frac{4m^{2}e^{2}}{q^{2}}$$
(۲-۱-۲)

كە:

$$q = (p - \acute{p}) = 2E\acute{E}(1 - cos\theta) = 4E\acute{E}sin^{2}\frac{\theta}{2}$$
$$q^{2} = 16E^{2}\acute{E}^{2}sin^{4}\frac{\theta}{2}$$

¹⁵ Marshall Nicholas <u>Rosenbluth</u> was an American plasma physicist and member of the National Academy of Sciences

در روابط فوق e بارالکتریکی الکترون و q تکانهی انتقالی، heta زاویه پراکندگی است، \dot{E} و E ، به ترتیب m انرژی بعد و قبل از پراکندگی الکترون و $d\sigma/d\Omega$ سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی الکترون و m جرم الکترون و $|F(q^2)|$ عامل شکل یا همان فرم فاکتورالکتریکی ذرمی هدف هستند.

اما این رابطهی سطح مقطع پراکندگی، برای بدست آوردن اطلاعات از ساختار پروتون مناسب نیست زیرا در پراکندگی رادرفورد ذرهی هدف به صورت بار نقطه ای فرض شده و ساختار ذرهی هدف در گرفته نشده و همچنین اسپین ذرات نیز در نظر گرفته نمی شود. بنابراین باید رابطهی سطح مقطع دیفرانسیلی مناسبی برای این پراکندگی در نظر گرفته شود [۳]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{mott} < |M|^2 > \tag{(T-1-T)}$$

در رابطهی سطح مقطع دیفرانسیلی فوق اسپین و ساختار هدف در نظر گرفته شده است که سطح مقطع دیفرانسیلی مات عبارت است از:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{mott} = \frac{4m^2e^2}{q^2} \left(1 - (E - \acute{E})^2 sin^2\frac{\theta}{2}\right) \tag{(f-1-t)}$$

و در رابطهی (۲–۱–۳) ،< |M| >دامنهی میانگین اسپین است. از آنجایی که در پراکندگی کشسان الکترون از پروتون، باید اسپین در نظر گرفته شود و اسپین ها ناقطبیده هستند، بنابراین روی اسپین لپتون اولیه و اسپین نوکلئون هدف میانگین گرفته میشود و روی اسپین لپتون نهایی جمع زده میشود که باید از |M| > 1 استفاده شود. و در رابطهی $\int_{mott} \frac{d\sigma}{d\Omega} n_{mott}$ ، عبارت میشود که باید از |M| > 1 استفاده شود. و در رابطهی میشود میانگین گرفته میشود و در باطهی میشود نهایی جمع زده میشود که باید از |M| > 1 استفاده شود. و در رابطهی میشود از $\frac{d\sigma}{d\Omega} n_{mott}$ باید از |M| > 1 استفاده شود. و در رابطهی میشود که باید از $(E - E)^2 sin^2 \frac{\theta}{2}$

$$<|M|^{2}>=\frac{e^{2}}{q^{2}}L_{e}^{\mu\nu}\left(L_{p}^{\mu\nu}\right) \sqcup W_{p}^{\mu\nu} \qquad (\Delta - 1 - \Gamma)$$

در رابطهی فوق e بارالکتریکی و q تکانهی انتقالی در پراکندگی است و $L_e^{\mu\nu}$ و $W_p^{\mu\nu}$ به ترتیب تانسور لپتونی الکترون و تانسور هادرونی پروتون هستند در این جا چون پراکندگی کشسان را بررسی می کنیم تانسور برای پروتون به صورت $L_p^{\mu\nu}$ در نظر گرفته می شود. با این تفاوت که ساختار پروتون در نظر گرفته میشود زیرا تانسور $L_e^{\mu\nu}$ برای ذرات بدون ساختار است، بنابراین شکل تانسورها به صورت زیر میباشد. با توجه به شکل(۱–۵–۲) [۶,۷]:

$$L_e^{\mu\nu} = -e\bar{u}(\hat{k})\gamma^{\mu}u(k)e^{i(k-\hat{k})x}$$
(9-1-7)

$$L_p^{\mu\nu} = -e\bar{u}(p)[]_{square\ bracket}u(p)e^{i(p-p).x}$$
(Y-1-Y)

در تانسورهای فوق
$$k$$
 و k به ترتیب تکانهی قبل و بعد از پراکندگی الکترون هستند و p و \dot{p} نیز به
ترتیب تکانهی قبل و بعد از پراکندگی پروتون هستند. و $u(p)$ یا $u(k)$ بخشی از چهار مولفهی تابع
موج $(\psi(x) = u(p)e^{i(p.x)})$ هستند. برای پروتون نمی توان از γ^{μ} استفاده کرد چون γ^{μ} برای
ساختار نقطهای اسپین ۱/۲ است. بنابراین عامل شکل مناسب برای پروتون عبارت است از:

$$[]_{square \ bracket} = [F_1(q^2) \gamma^{\mu} + \frac{k_p}{2M_p} F_2(q^2) i\sigma^{\mu\nu}q_{\nu}] \qquad (\lambda - 1 - \gamma)$$

که در رابطه فوق
$$\mu_p = 1.79$$
 است; به طوری که $\mu_p = rac{(1+k_p)e}{2M_p}$ که μ_p گشتاور دوقطبی
مغناطیسی پروتون و $F_1(q)$ و $F_2(q)$ فرم فاکتورهای دیراک و پاولی هستند.

حال با جای گذاری شکل تانسورها در رابطه (۲–۱–۵) و قراردادن در رابطه سطح مقطع (۲–۱–۳) به رابطهی مهمی که برای پراکندگی کشسان الکترون از پروتون وجود دارد، میرسیم و این رابطه معروف به رابطه روزنبلات است [۶و۷و۹].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{\dot{E}}{E} \left\{ \left(F_1^2 - \frac{k_p^2 q^2}{4M_p^2} F_2^2 \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M_p^2} (F_1 + k_p F_2)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$
(9-1-7)

و با استفاده از تعاریف زیر [۵و۱۰]:

$$G_M(q) = F_1(q) + k_p F_2(q)$$
 (1.-1-Y)

$$G_E(q) = F_1(q) - bk_p F_2(q), \ b = \frac{q}{4M^2}$$
 (11-1-7)

رابطه روزنبلات بر حسب فرم فاکتورهای الکتریکی و مغناطیسی به صورت زیر بدست می آیند [۱۰]:

$$d\sigma/d\Omega = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}E} \left(\frac{G_E^2 + bG_M^2}{1 + b} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2bG_M^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)$$
(17-1-7)

در رابطهی فوق،
$$\mathrm{G}_{\mathrm{M}}(q)$$
 و $\mathrm{G}_{\mathrm{E}}(q)$ ، فرمفاکتورهای الکتریکی و مغناطیسی هستند [۱۱].

رابطهی (۲–۱–۱۲) توصیف کنندهی پراکندگی کشسان الکترون از پروتون است که اولین بار در سال ۱۹۵۰ بدست آمد و با استفاده از این رابطه و دادههای پراکندگی می توان فرم فاکتورهای الکتریکی و مغناطیسی و در نهایت به محاسبهی شعاع و چگالی بارالکتریکی پروتون پرداخت.

۲-۲ محاسبه شعاع بارالکتریکی پروتون با استفاده از پراکندگی کشسان و رابطه روزنبلات

یکی از روش ها برای کاوش در توزیع های بار و جریان نوکلئون ها پراکندگی کشسان الکترون از نوکلئون است. از نظر تجربی، مسئله برای پروتون ها ساده است . هدفی از هیدوژن مایع را جلوی باریکهای از الکترون قرار می دهیم و از داده های این پراکندگی می توان سطح مقطع دیفرانسیلی کشسان الکترون های پراکنده شده از هدف را تعیین کنیم. برای نوترون مسئله به این سادگی نیست چون هدف نوترونی وجود ندارد و لازم است هدف های دوترونی را به کار برد و اثر پروتون را از آن کم کرد و در عمل این کار با خطاهایی رو به رو است. بنا براین سطح مقطع n^{-2} به خوبی سطح مقطع مقطع مقطع مقطع م برای ذرات هدف بدون اسپین، با بکار بردن معادله (۲–۱–۱) میتوان عامل شکل را از سطح مقطع دیفرانسیل پراکندگی استخراج کرد. اما نوکلئونها دارای اسپین ۱/۲ هستند و لذا معادله (۲–۱–۱) باید تعمیم داده شود. (*q*²) در معادله (۲–۱–۱) توزیع بار الکتریکی را توصیف میکند و می توان آن را عامل شکل الکتریکی نامید . اما پروتون علاوه بر بار الکتریکی دارای گشتاور مغناطیسی نیز هست و بعید به نظر می رسد که این گشتاور شبیه یک گشتاور نقطهای رفتار کند و بر مرکز پروتون بنشیند. باید انتظار داشت که مغناطیدگی نیز روی حجم نوکلئون توزیع شود و این توزیع مغناطیدگی باید توسط عامل شکل دیگری توصیف شود. بنابراین پراکندگی کشسان الکترون از ذرهای با اسپین ۲/۲ و دارای ساختار داخلی (غیر نقطه ای)، باید توسط دو عامل شکل توصیف شود. که معادله روزنبلات این توصیفات را انجام میدهد. آزمایشهای اولیه پراکندگی الکترون-پروتون[۷]، که با الکترونهای با انرژی *MeV* ۱۸۸ انجام گرفت که با استفاده از معادلهی روزنبلات اطلاعاتی که در مورد عامل شکل بدست میآید،

$$G_M^p(0) = 2.79$$
 $G_E^p(0) = 1$ $(1-r-r)$

$$G_E^n(0) = 0$$
 $G_E^n(0) = -1.91$

از سال ۱۹۵۶ تا کنون، آزمایشهای زیادی با انرژیهای مختلف برای الکترون حتی تا ۲۰Gev در شتابدهندهها انجام شده است. برای استخراج عامل شکلها از سطح مقطعهای اندازه گیری شده، سطح مقطعی را که به ازای یک مقدار ثابت q^2 بدست آمده است با تقسیم آن بر سطح مقطع مات، رابطه مقطعی را که به ازای یک مقدار ثابت q^2 بدست آمده است با تقسیم آن بر سطح مقطع مات، رابطه مقطعی را که به ازای یک مقدار ثابت q^2 بدست آمده است با تقسیم آن بر سطح مقطع مات، رابطه مقطعی را که به ازای یک مقدار ثابت q^2 بدست آمده است با تقسیم آن بر سطح مقطع مات، رابطه مقطعی را که به ازای یک مقدار ثابت q^2 بدست آمده است با تقسیم آن بر سطح مقطع مات، رابطه مقطعی را که به ازای یک مقدار ثابت q^2 بدست آمده است با تقسیم آن بر سطح مقطع مات، رابطه معلی در (۲-۱-۱۲)، بهنجار می کنیم و آن را مطابق شکل زیر برحسب $\frac{\theta}{2}$ مستقیم است که از شیب آن اندازه G_M^2 که در شکل زیر مشاهده می کنید نمودار حاصل یک خط مستقیم است که از شیب آن اندازه به ایم در در می آمد و از محل تقاطع این خط با محور $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{mott}$ مقدار G_E^2 بدست خواهد آمد ا



شکل ۲-۲-۱: منحنی نسبت سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان به سطح مقطع مات برحسب⁶ [۵][۲]

حال اگر برای مقادیر مختلف q^2 ، مقدار G_E و G_M را بدست آوریم، یک برازش ساده بر دادههای تجربی نشان میدهد [۱۲و۵و۱۰]:

$$G_D(q^2) = rac{1}{(1+|q|^2/q_0^2)^2}$$
 (۲-۲-۲)
که این رابطه با $2^{(Gev)}(r) = 2^{(Gm)}(r)$ به خوبی به شکل منحنی عامل شکل مطابقت دارد.
منحنی بدست آمده از مقادیر عامل شکل مغناطیسی پروتون (G_M^p) بر حسب q^2 که با تقسیم بر گشتاور
مغناطیسی پروتون بهنجارش شده است به صورت زیر است.



 $[\Delta]q^2$ شکل ۲-۲-۲: منحنی بدست آمده از مقادیر عامل شکل مغناطیسی پروتون (G^p_M) بر حسب

با استفاده از تبدیل فوریه می توان رابطه زیر رابدست آورد.(در ادامه توضیح خواهیم داد.)[۵]:

$$\langle r_{E} |_{p,n}^{2} \rangle = -6 \frac{dG_{E}(q^{2})}{dq^{2}} \Big|_{q^{2}=0}$$
 (\mathbf{T}-\mathbf{T}-\mathbf{T})

در تبدیل فوریهای که در اینجا به کار میبریم فقط برای $|q|^2$ کوچک معتبر است و برای مقادیر بزرگ $e^{-r/a}$ ، پروتون هدف که ابتدا ساکن بوده است با سرعتی نزدیک به سرعت نور پس زنی دارد و $e^{-r/a}$ دیگر معرف توزیع بار آن نیست.

بنابراین با استفاده از معادله (۲–۲–۳) ،و G_E بدست آمده بر حسب q^2 از دادههای تجربی میانگین مربعی برای شعاع بارالکتریکی پروتون و شعاع مغناطیدگی پروتون عبارت است از:

$$< r_{E,p}^2 > \approx < r_{M,p}^2 > \approx 0.81 \, fm^2$$
 (f-T-T)
۲-۳ محاسبهی شعاع بار نوترون در روشهای معمول

همان طور که قبلاً اشاره شد، به دلیل خطای ناشی از استفاده از هدف دوترون، تعیین میانگین مربعی شعاع بار نوترون مشکل است. روشی که معمولاً برای تعیین $< r_{E,n}^2 >$ بکار می گیرند، استفاده از پراکندگی نوترونهای کم انرژی از الکترونهای مقید در اتم است که خود این روش فیزیک خاص خودش را دارد و همچنین فرمول بندی خاص خودش. در پراکندگی نوترونها از الکترون، بیشترین سهم انرژی برهم کنش مربوط به نیروهای دو قطبی-دوقطبی بین گشتاورهای مغناطیسی الکترون و نوترون ا

$$-6\frac{dG_E(q^2)}{dq^2}\Big|_{q^2=0} = \frac{3\frac{\mu_n}{\mu_N}}{2m_nc^2} + < r_{E,n}^2 >$$
 (1-Y-Y)

بنابراین با استفاده از سطح مقطع پراکندگی نوترونهای کند از الکترونها مقدار q²=0 |
$$\frac{dG_E(q^2)}{dq^2}$$

برای نوترونها محاسبه میشود،(همانند پروتون که در بالا محاسبه شد.) و مقدار جمله فلودی^{۱۶}، $\frac{3^{\mu}n}{\mu}$ نیز عبارت است از $- \cdot/178 \ fm^2$.

بنابراین مقادیر بدست آمده برای نوتون عبارت است از:

$$6 \frac{dG_E(q^2)}{dq^2} \Big|_{q^2=0} = -0.118 \, fm^2 \tag{(Y-Y-Y)}$$

و بنابراین شعاع بار نوترون محاسبه می شود [۵و۹و۷]:

$$< r_{E,n}^2 > \approx 0.005 - 0.008 \, fm^2$$
 (T-T-T)

¹⁶ Foldy term (term proportional to kn,kp)

اما این روش برای محاسبهی شعاع بارالکتریکی نوترون دارای خطا زیادی است زیرا مرتبهی خطا در محاسبه محاسبه $2_{g^2=q} \left| \frac{dG_E(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=q} > 2$ یکی میباشد. هر دو از مرتبه محاسبه شده برای $r_{E,n}^2 > 2$ یکی میباشد. هر دو از مرتبه محاسبه محاسبه شده برای خطا زیادی میباشد. هر دو از مرتبه محاسبه محاسبه متو متر می باشند و همچنین ایجاد یک چشمه نوترونی مناسب برای پراکندگی دشوار است. بنابراین در این کار سعی داریم شعاع بار الکتریکی نوترون را مستقیماً از روی ساختار داخلی آن محاسبه کنیم.

۴-۲ مقدمهای بر محاسبهی شعاع بار الکتریکی نوکلئون آزاد در پراکندگی ناکشسان ژرف با استفاده از اثرات EMC^{۱۷}:

محاسبهی شعاع بار نوترون به روش پراکندگی کشسان به راحتی انجام پذیر نیست زیرا در طبیعت، هدف نوترونی آزاد وجود ندارد تا با استفاده از دادههای پراکندگی کشسان الکترون از نوترون بتوانیم شعاع بار نوترون را محاسبه کنیم. علاوه بر آن درصد خطای مقادیر محاسبه شده بالا می باشد.

بنابراین ما با روشی دیگر، شعاع بار پروتون و نوترون را محاسبه مینماییم. ما با یک روش متفاوت به محاسبه توابع توزیع پارتونی با استفاده از توابع ساختار پروتون و نوترون در پراکندگی غیر کشسان ژرف، می پردازیم، و همچنین با ارتباط دادن این توابع توزیع پارتونی با فرم فاکتور دیراک، شعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون را محاسبه مینماییم که با روشهای معمول که از دادههای پراکندگی کشسان، به محاسبه شعاع بار پروتون و نوترون می پردازند، متفاوت میباشد.

¹⁷ Roger Clifft, Erwin Gabathuler and Friedhelm Brasse, Joerg Gayler. The two teams came together to design a high intensity muon beam of energy up to 280 GeV to do the experiments. The collaboration which became known as the European Muon Collaboration (EMC)

در طبیعت ساده ترین هسته، هستهی اتم هیدروژن است که دارای یک پروتون است و همچنین ساده-ترین هستهای که دارای نوترون است، هستهی یکی از ایزوتوپهای هیدروژن، یعنی دوتریوم است که به آن دوترون می گویند. دوترون دارای یک پروتون و یک نوترون است .



شکل۲-۴-۱: ایزوتوپهای هیدروژن

از آنجایی که ما در این رساله میخواهیم با استفاده از تابع ساختار نوترون شعاع بار نوترون را بدست آوریم و چون هدف نوترونی آزاد در طبیعت وجود ندارد ابتدا تابع ساختار پروتون و تابع ساختار هسته دوترون را با استفاده از پراکندگی ناکشسان ژرف (DIS) بدست می آوریم و سپس تابع ساختار نوترون را محاسبه میکنیم.

ما ابتدا تئوری پراکندگی ناکشسان ژرف را بررسی میکنیم تا ببینیم چگونه میتوان با استفاده از داده های پراکندگی های های پراکندگی نا کشسان ژرف توابع ساختار ذره هدف را بدست آورد. سپس دادههای پراکندگی های انجام شده در آزمایشگاه ^۸ SLAC^۱ را آنالیز میکنیم و با بررسی برخی اثرات معروف به اثرات EMC و با استفاده از این دادهها، تابع ساختار سیستم نوترون - با استفاده از تابع ساختار پروتون و دوترون بدست آمده از این دادهها، تابع ساختار سیستم نوترون - پروتون آزاد ، و در نهایت ساختار سیستم نوترون - با استفاده از این داده ها، تابع ساختار نوترون از این دادهها، تابع ساختار سیستم نوترون - برخی روتون آزاد ، و در نهایت تابع ساختار نوترون را بدست میآوریم. و با استفاده از این توابع ساختار، و پروتون آزاد ، و در نهایت تابع ساختار نوترون را بدست میآوریم. و با استفاده از این توابع ساختار این توابع ساختار، و برخی روابط حاکم سعی میکنیم توابع توزیع پارتونی را به شیوهای متفاوت محاسبه و با استفاده از این

¹⁸ Stanford Linear Accelerator Center

توابع توزیع پارتونی و ارتباطی که بین توابع توزیع پارتونی و فرم فاکتور دیراک وجود دارد، شعاع بار پروتون و نوترون را بدست میآوریم[۱۵٫۱۶] .



شکل ۲-۴-۲: مرکز شتاب دهنده خطی استنفورد (SLAC)

۲-۵ تئوری پراکندگی ناکشسان ژرف (DIS) برای بدست آوردن توابع ساختار:

پراکندگی ناکشسان ژرف یک مدل اولیه برای فرایندهای هادرونی سخت و یک آزمایش موفق برای کشف ساختار داخلی هادرونها (هادرونها اجزای داخلی هسته) بشمار می آید. در این نوع پراکندگی از بر همکنشهای شناخته شده لپتونها برای بررسی ساختار نوکلئونها استفاده می شود .

آزمایشهای ناکشسان عمیق با توجه به ماهیت ذرهی کاونده به دو دسته تقسیم میشوند .

در نوع اول الکترون یا میونها بر روی یک هدف نوکلئونی پراکنده شده و نیروی عمل کننده نیروی الکترومغناطیسی است. در این فرایند تک فوتون مبادله می شود .



شکل ۲-۵-۱ پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از پروتون (نوع اول) [۵]

نوع دوم پراکندگی ناکشسان ژرف به تولید نوترینو موسوم است که نیروی عمل کننده نیروی هستهای ضعیف و فرایند حاکم مبادله تک بوزون است و بسته به اینکه بوزون مبادله شده بار دار است (\underline{W}_{\pm}) یا خنثی(Z°) این نوع پراکندگی به دو نوع جریان خنثی (Neutral Current) و جریان بار دار(trent) دار(trent) تقسیم بندی میشوند که ما در اینجا با نوع اول که در آن فوتون مبادله میشود، سرو کار داریم[۴].

در پراکندگی نوع اول ابتدا الکترون با انرژی کافی و معلوم به سمت هسته(نوکلئون) هدف شتاب داده می شود و در برخورد با هسته فوتون مبادله می شود و انرژی الکترون پس از برخورد تغییر می کند و این برخورد باعث می شود که ذره فرودی با اجزای تشکیل دهنده یهدف سروکار داشته باشد و هادرون ها که بخش داخلی نوکلئون هسته هستند سهم های مختلفی از انرژی که از طرف الکترون به هدف منتقل شده را به خود می گیرند.

اندازه گیری اصلی مورد نظر در این آزمایش تعیین تغییر سطح مقطع هدف نوکلئونی، به ازای زوایای پراکندگی و مقدار انرژی هایی است که در خلال برخورد توسط لپتون (الکترون) تلف می شود. مقدار انرژی تلف شده توسط الکترون تفاضل انرژی اولیه و نهایی الکترون است و زاویه پراکندگی الکترون با مجذور تکانهی منتقل شده از الکترون به نوکلئون توسط رابطهی زیر با هم ارتباط دارند.

$$q^2 = 2E_f E_i (1 - \cos\theta) \tag{1-\Delta-T}$$

اگر l چاربردار تکانهی الکترون قبل از برخورد باشد و \hat{l} چار بردارتکانهی الکترون بعد از برخورد باشد آنگاه برای تکانهی انتقالی و چار بردار تکانه داریم:

$$q^{2} = -Q^{2} = (l - \hat{l})^{2}$$
 (Y- Δ -Y)

$$l = (E_e, 0, 0, P_e) \tag{(r-D-r)}$$

$$\hat{l} = (E_e, p_e' \sin\theta, 0, -p_e' \cos\theta) \tag{(f-a-r)}$$

$$P = (E_p, 0, 0, P_p) \tag{(\Delta-\Delta-Y)}$$

$$-q^2=Q^2$$
 چار بردار تکانهی پروتون هدف است و مقدار q^2 منفی است به همین خاطر کمیت $P^2=Q^2$ را تعریف می کنیم که مثبت است[۴و ۵و ۱۰].



شکل۲-۵-۲ :سینماتیک پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از پروتون[۵]

$$l(l) + N(P) \to l(\tilde{l}) + X(P_x) \tag{9-a-r}$$

در اینجا x معرف یک سیستم هادرونی است و نوکلئون هدف دارای چار بردارتکانه P قبل از پراکندگی است که بعد از پراکندگی، یک سیستم هادرونی باچار بردار تکانه P_x داریم. و رابطهی فوق پایستگی تکانه را در پراکندگی ناکشسان ژرف نشان میدهد.

مربع جرم سیستم هادرونی را
$$W^2$$
 معرفی میکنیم که داریم:

$$W^{2} \equiv M_{x}^{2} = (P+q)^{2} = P^{2} + q^{2} + 2P.q \qquad (\forall -\Delta - \forall)$$

جرم سیستم هادرونی است که مجذور آن با مجذور مجموع تکانه اولیه پروتون و تکانه منتقل شده M_{χ} به آن برابر است.

یک متغییر بدون بعد تعریف می شود، X بیورکن^{۱۹} ، که نشان دهندهی درصدی از تکانه کل سیستم هادرونی است که توسط هادرونها حمل می شود [۱۰و۱۰].

$$x = \frac{-q^2}{2P.q} = \frac{Q^2}{2P.q} \tag{A-\Delta-T}$$

$$\mathbf{v} = E - \acute{E}$$
 , $\mathbf{v} \equiv \frac{P.q}{M}$ (9- Δ - Υ)

¹⁹ James Daniel "BJ" Bjorken

که M جرم پروتون است و می توانیم برای x بیورکن بنویسیم: M

$$x = \frac{Q^2}{2Mv} \tag{1.-a-t}$$

بنابراین در پراکندگی کشسان با توجه به اینکه پروتون پس از پراکندگی همان پروتون باقی میماند و تمام انرژی و تکانه انتقالی و تکانه اولیه متعلق به خود پروتون باقی میماند در پراکندگی کشسان X بیورکن برابر ۱ یا بیشتر است و در پراکندگی ناکشسان محدوده X بین ۰ و ۱ است. زیرا تکانهی انتقالی بین هادرونها که اجزای تشکیل دهندهی نوکلئون هستند، تقسیم و هر کدام درصدی از تکانهی انتقالی کل را حمل میکنند.

$$<|M|^{2}> = \frac{e^{4}}{q^{4}}L_{e}^{\mu\nu}W_{p}^{\mu\nu}$$
 (17- Δ -7)

که $U_e^{\mu\nu}$, $W^{\mu\nu}$, فرودار فایمن $L_e^{\mu\nu}$ ، $W^{\mu\nu}$ که استند برای داشتن تانسورها از نمودار فایمن استفاده می کنیم و بر اساس قاعده طلایی فرمی داریم:

$$T_{fi} = -i \int j_{\mu} \ (-\frac{1}{q^2}) J^{\mu} dx^4 \tag{11-0-1}$$

و J^{μ} , J^{μ} , چار بردار لورنتس هستند که از با استفاده از معادله دیراک و نمودار فایمن در برهم کنش ها بدست میآیند. و میتوانیم تانسور لپتونی و هادرونی را بدست آوریم.

بنابراین تانسور لپتونی پرتابه و تانسور هادرونی هدف عبارت است از :

$$L_e^{\mu\nu} = 2\{l_\mu \hat{l}_\nu + l_\nu \hat{l}_\mu + g^{\mu\nu} [(m_e c)^2 - (l.\,\hat{l})]\}$$
(1)\(\mathbf{T}-\Delta-\mathbf{T})\)

$$W^{\mu\nu} = 2\{p_{\mu}\dot{p}_{\nu} + p_{\nu}\dot{p}_{\mu} + g^{\mu\nu}[(m_{p}c)^{2} - (p.\dot{p})]\}$$
(14-0-7)

با توجه به اینکه در محدوده پراکندگی ناکشسان ژرف قرار داریم سطح مقطع پراکندگی برای چنین فرایندی نیز به صورت زیر است[۱۱و۶]:

$$rac{d\sigma}{d\Omega} = \left(rac{d\sigma}{d\Omega}
ight)_{mott} < |M|^2 >$$
 رابطهی (۳–۲–۱)
بنابراین سطح مقطع DIS غیر قطبیده را برحسب دو تابع ساختار W_1 و W_2 را میتوان این گونه
نوشت [۱۰و۱۱و۶]:

$$\frac{d\sigma}{dEd\Omega} = \frac{4\alpha^2 E^2}{q^4} \left\{ W_2(\mathbf{v}, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\mathbf{v}, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$
(۱۵–۵-۲) همان طور که دیده می شود سطح مقطع DIS غیر قطبیده به زاویه پراکندگی θ بستگی دارد نه به زاویه ممان طور که بتوان روی آن انتگرال گرفت.

$$F_1(x, Q^2) = m_N W_1(v, q^2)$$
 (19-a-r)

$$F_2(x,Q^2) = vW_2(v,q^2) \tag{1V-\Delta-Y}$$

بیورکن (۱۹۶۹) ثابت کرد در انرژیهای بالا $\infty \leftarrow (Q^2, v)$ در ناحیه پراکندگی ژرف بستگی توابع ساختار به Q^2 از بین رفته و آنها فقط تابعی از x هستند متغییر x کسری از تکانه نوکلئون است که توسط پارتونی که مورد اصابت فوتون قرار می گیرد، حمل می شود در واقع توابع ساختار نحوه ی توزیع تکانه نوکلئون در میان پارتونهای تشکیل دهنده آن را معین می کنند [۱۰].

$$m_N W_1(\mathbf{v}, q^2) \longrightarrow F_1(\mathbf{x})$$
 (1A-Q-T)

$$vW_2(v,q^2) \longrightarrow F_2(x) \tag{19-\Delta-Y}$$

كه اين رفتار به " مقايس بندى" بيوركن معروف است.



شكل James Daniel "BJ" Bjorken (born 1934) "-۵-۳ شكل

با توجه به این که تمام تکانه بین هادرونها توزیع می شود بنابراین جمع روی درصدها برابر یک است[۶]: $\sum_i \int x f_i(x) = 1$ در عبارت فوق جمع روی تمام پارتونهای نوکلئون صورت می گیرد. ارتباط بین انرژی ، جرم و تکانه نوکلئون و پارتونها صورت زیر است [۱۰]:

	Proton	Patron
Energy	E	XE
Momentum	Р	ХР
Mass	М	$m = sqrt(x^2E^2 - x^2P^2) = xM$

جدول۲-۵-۱ ارتباط بین نوکلئون و پارتونها برای انرژی و تکانه و جرم آنها

که x بین ۰ و ۱ است.

در سال ۱۹۶۹ کالان و گروس پیشنهاد کردند که توابع مقیاس بندی بیورکن طبق رابطهی زیر به هم مربوط هستند [۱۰,۱۱,۶]:

$$2xF_1(x) = F_2(x) = \sum_i e^2 x f_i(x)$$
 (Y 1-Δ-Y)

که $f_i(x)$ تابع توزیع پارتونها (کوارکها) هستند.

رابطه فوق به صورت تجربی تایید شده است. شکل زیر [۱۰]:



شکل ۲-۵-۴ توابع مقیاس بندی بیورکن و رابطه کالان-گروس است که نسبت $\frac{F_1(x)}{F_2(x)}$ برحسب x برای آزمودن رابطه کالان-گروس رسم شده است که به وضوح برای ۲/۲ × x برقرار است.

رابطه کالان- گروس باز تاب این واقعیت است که اجزای باردار پروتون دارای اسپین ۱/۲ هستند (برای اسپین صفر عبارت $\frac{F_1(x)}{F_2(x)}$ x جای ۱ ، صفر می شود). تایید تجربی مقایس بندی بیور کن و رابطه اسپین صفر عبارت $2x \frac{F_1(x)}{F_2(x)}$ به جای ۱ ، صفر می شود). تایید تجربی مقایس بندی بیور کن و رابطه کالان-گروس در پراکندگی ناکشسان عمیق، اولین مدرک قانع کننده را برای وجود کوارکها فراهم آورد. روشهای متعددی برای بدست آوردن معادلههای (۲–۵–۱۸)، (۲–۵–۱۹) و (۲–۵–۲۱) وجود دارد اما نکته حیاتی آن است که در انرژیهای بالا فوتون مجازی با یک تک کوارک اساساً آزاد برهم کنش می کند بنابراین می توان این پراکندگی را با استفاده از نتایج پراکندگی الکترون-میون بررسی کرد[۱۷]. پس در رابطه پراکندگی الکترون میوان معادلهای پس در رابطه پراکندگی الکترون میوان این پراکندگی را با استفاده از نتایج پراکندگی الکترون-میون بررسی کرد[۱۷]. پس در رابطه پراکندگی الکترون این پراکندگی را با استفاده از نتایج پراکندگی الکترون-میون بررسی کرد[۱۷]. که برحسب (۲ می از این پراکندگی بالا (پراکندگی غیر کشسان عمیق) می توان معادلهای که برحسب (۲–۵–۱۱) و رود معادلهای این پراکندگی الکترون میوان معادلهای که برحسب (۲ می از این پراین می توان با نیزی با نوری بالا (پراکندگی غیر کشسان عمیق) می توان معادلهای که برحسب و میوان معادلهای ای نوشته شده است (۲–۵–۱۱) را با استفاده از رابطه کالان و که برحسب ($F_2(x)$ نوشت: گروس و مقیاس بندی بیورکن ، برحسب یک تابع مجهول یعنی ($F_2(x)$ نوشت:

$$\frac{d\sigma}{dEd\Omega} = g(F_2, \theta, E, E') \tag{YT-D-T}$$

$$\frac{d\sigma}{dEd\Omega} = \frac{F_2(x)}{4xM} \frac{\alpha^2}{E^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \left\{ 1 + \frac{2E\dot{E}}{(E-\dot{E})^2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$
(YT- Δ -Y)

از آنجا که متغییرهای قابل مشاهده و استخراج در پراکندگی ناکشسان ژرف (DIS) ، θ, E , \acute{E} , \acute{E} ، (DIS) از آنجا که متغییرهای قابل مشاهده و استخراج در پراکندگی ناکشسان ژرف (θ, E , \acute{E} , \acute{E} ، (DIS) از دادههای آزمایشگاهی فراهم لذا با توجه به رابطه (۲–۵–۲۳)، امکان استخراج تابع ساختار ($F_2(x)$ از دادههای آزمایشگاهی فراهم میآید[۱۸].

تابع ساختار تابعی است بر حسب X بیورکن که توزیع درصد تکانهی منتقل شده بین پارتون ها را نشان میدهد و بدون بعد است.

بنابراین مقیاس بندی بیورکن نتیجهای از این حقیقت است که پروتون از اجزای نقطه گونهی پارتون تشکیل شده است و در پراکندگی ناکشسان ژرف بسیار پر انرژی فوتون چنان تکانهای پیدا می کند که دیگر وجود کامل پروتون برای انجام واکنش اهمیت نخواهد داشت در این حالت فوتون تنها با بخش کوچکی از پروتون برهم کنش می کند و این کار را مستقل از بقیه انجام میدهد. می توان از دادههای آزمایشگاه پراکندگی، تابع ساختار هدف که می تواند پروتون یا دوترون باشد را بدست آوریم.

ما در اینجا توابع ساختار پروتون و دوترون را با استفاده از دادههای آزمایشگاه مرکز شتاب دهندهی خطی استنفورد (SLAC) بدست آوردیم[۱۹و۲].

با استفاده از دادههای پراکندگی نا کشسان ژرف الکترون از پروتون، تابع ساختار آن را رسم کردهایم:



DIS منحنی تابع ساختار پروتون بدست آمده از داده های پراکندگی mis شکل ۲-۵-۵ منحنی تابع ساختار پروتون بدست آمده از داده مای پراکند

در شکل فوق نقاط دادههای تجربی هستند و منحنی روی نقاط فیت شدهاند و بهترین معادلهای که برای منحنی میتوانیم داشته باشیم به صورت زیر است:

 $F_2^p(x) = -2.09243x^4 + 5.97312x^3 - 5.34515x^2 + 1.2087x + 0.26544$

و اگر همین پراکندگی را برای هسته دوترون انجام دهیم با استفاده از داده های پراکندگی الکترون از دوترون تابع ساختار دوترون را داریم :



شکل ۲-۵-۶: منحنی تابع ساختار دوترون بدست آمده از دادههای پراکندگی DIS

و معادله تابع ساختار بدست آمده از فیت کردن منحنی روی دادهها برای دوترون عبارت است از:

 $F_2^d(x) = -2.4563x^4 + 6.1597x^3 - 4.8944x^2 + 0.911x + 0.2654$ (Ya-a-Y)

از آنجایی که ما در این رساله میخواهیم با استفاده از تابع ساختار نوترون شعاع بار نوترون را بدست آوریم و چون هدف نوترونی آزاد در طبیعت وجود ندارد، ابتدا تابع ساختار پروتون و تابع ساختار هسته دوترون را با استفاده از پراکندگی ناکشسان ژرف (DIS) بدست آوردیم . سپس به محاسبه تابع ساختار نوترون میپردازیم.

اما چگونه تابع ساختار نوترون را محاسبه کنیم؟ به این سوال در بخش بعدی پاسخ داده خواهد شد.

۳- فصل سوم

بررسی اثر EMC برای بدست آوردن آلع

ساختار نوترون

۳-۱ معرفی اثر EMC:

میدانیم که هسته دوترون یک جفت نوترون-پروتون کوبل شده است، اگر فرض کنیم که دوترون یک سیستم نوترون-پروتون آزاد باشد، برای بدست آوردن تابع ساختار نوترون، باید تابع ساختار پروتون را از تابع ساختار دوترون کم کنیم اما درحقیقت، دوترون یک سیستم نوترون-پروتون آزاد نیست، بنابراین برای محاسبهی تابع ساختار نوترون از تابع ساختار دوترون باید اصلاحات اثرات EMC در نظر گرفته شود.



شکل ۳-۱-۱ هسته دوترون

بنابراین در ادامه به معرفی و بررسی اثرات EMC در هستهها و چگونگی استخراج تابع ساختار نوترون با استفاده از این اثر از تابع ساختار پروتون و دوترون می پردازیم.

در سال ۱۹۸۳ گروهی کشف کردند، تابع ساختار نوکلئون در هسته آهن که از پراکندگی غیرکشسان عمیق الکترون بدست میآید به صورت قابل توجهی با تابع ساختار نوکلئون در دوترون متفاوت است، یعنی با افزایش تعداد نوکلئونهای هسته، برخی از خواص و رفتارهای هسته متناسب با این افزایش، تغییر میابد. تابع ساختار نوترون محاسبه شده از، کم کردن تابع ساختار پروتون از تابع ساختار دوترون، دارای خطا میباشد بنابراین برای داشتن تابع ساختار نوترون دقیق تر باید تابع ساختار پروتون را از تابع ساختار سیستم نوترون پروتون آزاد ساختار سیستم نوترون پروتون آزاد را داشته باشیم، باید اصلاحاتی را در تابع ساختار دوترون اعمال کنیم، که این اصلاحات شامل انرژی بستگی، حرکت فرمی، و برخی خواص دیگر است، که بطور کلی به این اثرات، اثرات EMC می گویند. ما در بررسی اثرات کلی آن را در هستههای مختلف نسبتاً سبک بررسی می کنیم و وارد جزیبات این اثرات که شامل اثرژی و حرکت فرمی و...

اثرات EMC در هستههای مختلف با توجه به تعداد نوکلئون هایی که دارند باهم فرق می کند و همین اثرات باعث می شود که سطح مقطع پراکندگی DIS الکترون از هستهها در انرژی های بالا باهم تفاوت زیادی داشته باشند. در واقع ما می خواهیم با استفاده از میزان قدرت EMC در هستههای مختلف آنها را نسبت به هم پارامتر بندی کنیم و از آنجایی که میزان قدرت EMC در هستههای مختلف با سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون های هسته رابطه دارد و همچنین، نسبت سطح مقطعها نیز با نسبت توابع ساختار ارتباط دارد می توانیم بین توابع ساختار هستهها ارتباط برقرار کنیم و همچنین می توان بین تابع ساختار سیستمهای نوکلئونی آزاد و هستههای سبک نیز ارتباط برقرار کنیم.

برای بررسی قدرت اثر EMC در هستههای مختلف باید به بررسی سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هستهها در انرژیهای مختلف بپردازیم .

برای این کار باید به بررسی سطح مقطع، در پراکندگی فراگیر و پراکندگی ناکشسان عمیقِ الکترون از نوکلئون هسته پرداخت، که این کار در دو محدودهی مختلف انرژی صورت می گیرد. با استفاده از نسبت سطح مقطعها در پراکندگی فراگیر که در محدودهی تکانه انتقالی $Q^2 > 2 \ Gev^2$ است ، کمیت SRC برای هستهها مختلف بدست می آید. و همچنین با استفاده از نسبت سطح مقطعها در پراکندگی ناکشسان عمیق، که در محدوده $Q^2 > 2 \ Gev^2$ انجام می شود، قدرت اثر EMC برای هستههای مختلف محاسبه می شود. تفاوتی که بین سیستم دوترون و سیستم نوترون-پروتون آزاد وجود دارد یک سری اثراتی مثل: انرژی بستگی ، حرکت فرمی و… هستند که به همگی اینها اثرات EMC می گویند.

ما در اینجا برای رسید به تابع ساختار نوترون آزاد باید به بررسی قدرت اثرات EMC در هستههای مختلف سبک مثل:

²₁H₁ , ³₂He₁ , ⁴₂He₂ , ⁹₄Be , ¹²₆C₆ , ²⁷Al , ⁴⁰Ca , ⁵⁶Fe ¹⁰⁸Ag , ¹⁹⁷Au

می پردازیم تا بتوانیم از مقایسه آنها با هم به میزان قدرت اثر EMC را در سیستم نوترون پروتون آزاد برسیم. و ما در اینجا، نسبت سطح مقطع پراکندگیDIS الکترون از نوکلئون هستههای مختلف را به سطح مقطع پراکندگیDIS الکترون از نوکلئون هسته دوترون[۲۱]، یعنی:

، (σ_{y} از نوکلئون دوترون σ میران و DIS از نوکلئون هسته σ_A از نوکلئون هسته σ_A)، رامورد مقایسه قرار می دهیم σ_{y} ، (σ_{y} از نوکلئون دو ترون σ_{y} و DIS از بررسی اثرات Short Reng Correlation از می دارند (SRC) انجام می شود.

Short Reng Correlation (SRC) ۲-۳ فاکتور قیاس هستهها

SRC، فاکتور قیاس هستهها نسبت به هم، یا در اینجا نسبت به دوترون است. درواقع با استفاده از این کمیت هستهها را با توجه به تعداد نوکلئونهایی که دارند و تعداد ارتباط کوتاه بردی که ما بین این نوکلئونها وجود دارد آنها را پارامتربندی میکنیم. و این ارتباط کوتاه برد بین نوکلئونهای هسته رابطه مستقیمی دارد با سطح مقطع پراکندگی الکترون با نوکلئون هستهها . پس با محاسبه نسبت سطح مقطح پراکندگی فراگیر الکترون از نوکلئون هسته دلخواه A به سطح مقطع پراکندگی فراگیر الکترون از نوکلئون هسته دوترون، برای هر هسته کمیت SRC محاسبه می شود.

A بعنی SRC عبارت است از نسبت سطح مقطح پراکندگی فراگیر الکترون از نوکلئون هسته دلخواه A به سطح مقطع پراکندگی فراگیر الکترون از نوکلئون هسته دوترون
$$\frac{\sigma_A}{\sigma_d} = \frac{\sigma_A}{\sigma_d}$$
 چون از سطح مقطع پراکندگی فراگیر برای محاسبهی کمیت SRC استفاده میشود پس محدودهی انرژی نسبت به مقطع پراکندگی فراگیر برای محاسبهی کمیت JR استفاده میشود پس محدودهی انرژی نسبت به DIS پایین تر است یعنی تکانهی انتقالی در محدودهی $2 \ Gev^2 > 2 \ Gev^2$ محدودهی $x = 1.5 < x_B < 2$ محدودهی انرژی نسبت.

دادههای بدست آمده از آزمایشگاه نشان میدهد که این نسبت سطح مقطع ها (
$$SRC = rac{\sigma_A}{\sigma_d}$$
) برای یک هسته به ازای x_B مختلف در این محدوده $2 < x_B < 1.5$ تقریباً ثابت است[۲۲].

یعنی برای اولین بار در آزمایشگاه SLAC و پس از آن در آزمایشگاه جفرسون مشاهد شد که اگر نسبت سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته A (مثل هسته هایی که در بالا اشاره شده)، به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون یا $\frac{3}{2}He_1$ بر حسب x_B رسم شود، بصورت تابعی از x_B است که در محدودهی $2 > x_B > 1.5$ این نسبت تقریباً ثابت و منحنی آن در این محدوده دارای یک فلات است که مربوط میشود به اندازه SRC در آن هسته [۲۳].

در زیر منحنی این نسبت سطح مقطعها با استفاده از دادههای آزمایشگاه SLAC و جفرسون را آورده-ایم[۲۰و۲۵و۲۶].



شکل ۲-۲-۱ منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هستههای مختلف به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته x_B منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته x_B بر حسب x_B رسم شده است که بصورت تابعی از x_B است و در محدوده ی $x_B < 2$ دارای یک فلات است که مربوط می شود به اندازه SLAC در آن هسته. که دادهها مربوط می شود به آزمایشگاه SLAC.



شکل ۲-۲-۲ منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هستههای مختلف به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون بر حسب *۲*.8 رسم شده است. که دادهها مربوط می شود به آزمایشگاه جفر سون.

بنابراین میتوان هسته ارا با توجه به کمیت SRC در محدوده $1.5 < x_B < 2$ پارامتربندی کنیم SRC بنابراین میتوان هسته ارا با توجه به کمیت x_B در محدوده $a_2\left(\frac{A}{d}\right) = \frac{\sigma_A}{\sigma_d} = SRC$ در این محدوده از x_B را از داده های آزمایشگاهی آورده ایم.

نو <i>ك</i> لئون	$a_2\left(\frac{A}{\frac{3}{2}He_1}\right) = \frac{\sigma_A}{\sigma_{\frac{3}{2}He_1}}$	$a_2\left(\frac{A}{d}\right) = \frac{\sigma_A}{\sigma_d}$
${}^{2}_{1}H_{1}$	0.508 ± 0.025	1
³ ₂ He ₁	1	1.97 ± 0.10
⁴ ₂ He ₂	1.93 ± 0.14	3.80 ± 0.34
9 ₄ Be		4.08 ± 0.6
${}^{12}_{6}C_{6}$	2.41 ± 0.17	4.75 ± 0.41
²⁷ ₁₃ Al		5.13 ± 0.55
⁴⁰ 20Ca		5.44 ± 0.70
⁵⁶ ₂₆ Fe	2.83 ± 0.18	5.58 ± 0.45
$^{108}_{47}Ag$		7.29 ± 0.83
¹⁹⁷ ₇₉ Au		6.19 ± 0.65

جدول1-1-1 کمیت SRC در محدوده ی $x_B < 2$ ا $1.5 < x_B < 2$ برای هستههای مد نظر

حال برای بدست آوردن قدرت اثر EMC برای هستههای مختلف، ابتدا باید سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از نوکلئونهای هستههای مختلف A و سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف $Q^2 > 2 Gev^2$ الکترون از نوکلئون هسته دوترون را بدست آوریم. که در این حالت محدودهی انرژی $Q^2 > 2 Gev^2$

است.

نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از نوکلئونهای یک هسته به سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از نوکلئونهای هسته دوترون، قدرت اثر EMC در آن هسته نامیده می شود.

با توجه این که پراکندگی ناکشسان ژرف است ، محدودهی تکانهی انتقالی $Q^2 > 2 Gev^2$. و محدوده- ی م $Q^2 > 2 Gev^2$. و محدوده $Q^2 > 2 Gev^2$. و محدوده و محدوده و این که پراکند $Q^2 > 2 Gev^2$. و محدوده و محدوده و این که پراکند $Q^2 > 2 Gev^2$. و محدوده و محدوده و این که پراکند $Q^2 > 2 Gev^2$. و محدوده و محدوده و محدوده و این که پراکند $Q^2 > 2 Gev^2$. و محدوده و محدوده و محدوده و محدوده و محدوده و محدوده و این که پراکند $Q^2 > 2 Gev^2$. و محدوده و محدود و محدوده و محدوده و محدوده و محدود و محدود و محدود و محدود و محدود و محدود و محدوده و محدود و محدود و محدوده و محدود و محدو

سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از نوکلئون های هستههای مختلف را دادههای x و x آزمایشگاهی SLAC گرفتهایم و این سطح مقطعها برای محدودهی انرژی $Q^2 > 2Gev^2$ و x بیورکن $Q^2 > 0.1 < x_B < 0.9$

				$[\sigma \pm \delta^{\rm rnd}] \times 10^{lpha} ~ [{\rm pb}/({ m sr} \cdot { m GeV})]$				
				² H	⁴ He	⁹ Be	¹² C	27 Al
x	Q^2	e	α	$(\Delta = \pm 1.0\%)$	$(\Delta=\pm 2.1\%)$	$(\Delta = \pm 0.6\%)$	(Δ=±0.6%)	(Δ=±0.6%)
0.089	2.00	0.391	4	1.195 ± 0.020				
0.130	2.00	0.574	4	1.895 ± 0.031	1.965 ± 0.043	1.948 ± 0.031		1.954 ± 0.027
0.140	5.00	0.420	3	3.568 ± 0.086			•••	
0.220	2.00	0:785	4	3.559 ± 0.056	3.582 ± 0.077	3.527 ± 0.054		3.577 ± 0.054
0.220	5.00	0.539	3	3.632 ± 0.056	3.585 ± 0.077	3.593 ± 0.055	3.629 ± 0.048	3.638 ± 0.046
0.300	2.00	0.828	4	3.325 ± 0.052	3.386 ± 0.070	3.308 ± 0.051		3.323 ± 0.051
0.300	5.00	0.473	3	1.731 ± 0.027				
0.300	5.00	0.688	3	4.717 ± 0.073	4.660 ± 0.101	4.611 ± 0.069	4.760 ± 0.074	4.700 ± 0.070
0.300	10.00	0.500	2	9.171 ± 0.155				
0.400	2.00	0.903	4	4.821 ± 0.074	4.724 ± 0.100	4.534 ± 0.068		4.636 ± 0.069
0.400	5.00	0.723	3	3.393 ± 0.046	3.330 ± 0.070	3.231 ± 0.042	3.312 ± 0.040	3.283 ± 0.038
0.400	10.00	0.637	2	9.315 ± 0.139	8.934 ± 0.204	8.749 ± 0.133		8.922 ± 0.137
0.500	2.00	0.934	4	5.283 ± 0.080	4.981 ± 0.106	4.911 ± 0.074		4.861 ± 0.059
0.500	5.00	0.711	3	1.850 ± 0.028	1.780 ± 0.039			
0.500	5.00	0.828	3	3.916 ± 0.052	3.710 ± 0.075	3.661 ± 0.048	3.698 ± 0.049	3.605 ± 0.047
0.500	10.00	0.646	2	5.185 ± 0.090	4.907 ± 0.120	4.750 ± 0.084		4.820 ± 0.087
0.600	5.00	0.881	3	3.523 ± 0.048	3.319 ± 0.066	3.199 ± 0.044	3.206 ± 0.041	3.149 ± 0.039
0.600	10.00	0.763	$\overline{2}$	4.859 ± 0.077	4.559 ± 0.104	4.317 ± 0.068	4.373 ± 0.071	4.265 ± 0.068
0.600	15.00	0.629	2	1.334 ± 0.022	1.245 ± 0.031	1.160 ± 0.020		1.213 ± 0.021
0.700	5.00	0:769	2	7.627 ± 0.122				
0.700	5.00	0.910	3	2.653 ± 0.043	2.441 ± 0.057	2.313 ± 0.037	2.356 ± 0.036	2.314 ± 0.034
0.700	10.00	0.765	2	2.142 ± 0.040	2.030 ± 0.055	1.909 ± 0.036		1.876 ± 0.035
0.800	10.00	0.821	2	1.184 ± 0.025	1.126 ± 0.031	1.079 ± 0.023		1.134 ± 0.024

جدول ۳-۳-۱ سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف برای هسته های مختلف[۲۲]

				⁴⁰ Ca	⁵⁶ Fe	¹⁰⁸ Ag	¹⁹⁷ Au
x	Q^2	ε	α	$(\Delta = \pm 0.8\%)$	$(\Delta = \pm 1.0\%)$	$(\Delta = \pm 1.1\%)$	$(\Delta = \pm 2.3\%)$
0.089	2.00	0.391	4		1.191 ± 0.024		
0.130	2.00	0.574	4		1.966 ± 0.027		1.953 ± 0.029
0.140	5.00	0.420	3		3.753 ± 0.084	• • • •	
0.220	2.00	0.785	4		3.589 ± 0.051		3.477 ± 0.061
0.220	5.00	0.539	3	3.675 ± 0.059	3.649 ± 0.047	3.595 ± 0.063	3.530 ± 0.051
0.300	2.00	0.828	4	• • • •	3.293 ± 0.048		3.162 ± 0.056
0.300	5.00	0.473	3		1.682 ± 0.030		•••
0.300	5.00	0.688	3	4.825 ± 0.074	4.704 ± 0.066	4.695 ± 0.077	4.620 ± 0.080
0.300	10.00	0.500	2	•••	8.553 ± 0.191		
0.400	2.00	0.903	4		4.502 ± 0.063		4.414 ± 0.075
0.400	5.00	0.723	3	3.302 ± 0.044	3.236 ± 0.038	3.231 ± 0.045	3.051 ± 0.038
0.400	10.00	0.637	2	•••	8.593 ± 0.124		8.376 ± 0.148
0.500	2.00	0.934	4	•••	4.695 ± 0.059		4.556 ± 0.063
0.500	5.00	0.711	3	•••	1.649 ± 0.023		1.599 ± 0.027
0.500	5.00	0.828	3	3.663 ± 0.048	3.540 ± 0.044	3.463 ± 0.048	3.405 ± 0.049
0.500	10.00	0.646	2	•••	4.529 ± 0.075		4.203 ± 0.093
0.600	5.00	0.881	3	3.187 ± 0.045	3.035 ± 0.038	2.972 ± 0.044	2.817 ± 0.038
0.600	10.00	0.763	2	4.337 ± 0.071	4.049 ± 0.061	4.009 ± 0.069	3.786 ± 0.069
0.600	15.00	0.629	2	•••	1.130 ± 0.018		1.068 ± 0.023
0.700	5.00	0.769	2		6.302 ± 0.114		
0.700	5.00	0.910	3	2.344 ± 0.038	2.192 ± 0.033	2.136 ± 0.036	2.036 ± 0.031
0.700	10.00	0.765	2	g ••• • •	1.802 ± 0.032		1.645 ± 0.038
0.800	10.00	0.821	2		1.091 ± 0.021		0.982 ± 0.024

سطح مقطع پراکندگی غیر کشسان عمیق الکترون- نوکلئون در $Q^2>2Gev^2$ برای هستههای $A\geq 3$ و به صورت زیر است.

 $\sigma_{A>3}$ از نوکلئون هسته با $e\,{
m DIS}$ پراکندگی $e\,{
m DIS}$ از نوکلئون هسته با $e\,{
m DIS}$

اگر نسبت سطح مقطع پراگندگی ناکشسان ژرف الکترون از نوکلئونهای هسته های مختلف A را نسبت به سطح مقطع پراگندگی ناکشسان ژرف الکترون از نوکلئونهای هسته دوترون را برای x مختلف را با

توجه به دادههای فوق حساب کنیم خواهیم داشت:

جدول۳-۳-۲ نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف برای هستههای مختلف به سطح مقطع پر اکندگی ناکشان ژرف هسته دوترون[۲۲].

0.800	0.700 0.700 /	0.600 0.600 /	0.500 0.500 0.500 /	0.400 /	0.300 0.300 /	0.220 0.220	0.140	0.089		
10.00	5.00 5.00 10.00 Iverage	5.00 10.00 15.00 Verage	2.00 5.00 10.00 Iverage	2.00 5.00 10.00	2.00 5.00 10.00	2.00 5.00 Verage	5.00	2.00	Q.	
0.821	0.769 0.910 0.765	0.881 0.763 0.629	0.934 0.711 0.828 0.646	0.903 0.723 0.637	0.828 0.473 0.500	0.785 0.539	0.420	0.391	•	
0.949 ± 0.024	0.918±0.018 0.947±0.026 0.924±0.017	0.941±0.016 0.937±0.020 0.932±0.023 0.939±0.016	0.942±0.020 0.961±0.020 0.946±0.018 0.946±0.024 0.949±0.016	0.979±0.020 0.982±0.019 0.958±0.021 0.975±0.017	1.018±0.020 0.987±0.021 1.005±0.018	1.006±0.021 0.987±0.021 0.997±0.018	:	 1.037±0.022	⁴ He (Δ=±2.2%)	
0.962 ± 0.018	 0.911±0.010 0.932±0.018 0.915±0.009	0.941±0.010 0.921±0.013 0.901±0.015 0.930±0.008	0.956±0.014 0.961±0.010 0.943±0.018 0.957±0.009	0.961±0.014 0.974±0.010 0.960±0.013 0.967±0.008	1.010±0.014 0.993±0.015 1.002±0.011	1.002±0.014 1.000±0.015 1.001±0.011	:	 1.034±0.016	⁹ Be (Δ=±0.7%)	
:	0.888±0.008 0.888±0.008	0.910±0.008 0.900±0.013 0.908±0.007	 0.944±0.010 0.944±0.010	 0.977±0.009 0.977±0.009	 1.009±0.015 1.009±0.015	0.999±0.013 0.999±0.013		: :	^{12}C ($\Delta = \pm 0.7\%$)	
0.975 ± 0.018	0.885±0.008 0.889±0.017 0.885±0.007	0.904±0.007 0.889±0.013 0.920±0.016 0.904±0.007	0.929±0.011 0.929±0.010 0.939±0.018 0.930±0.008	0.969±0.014 0.975±0.009 0.965±0.013 0.972±0.008	1.004±0.014 1.002±0.015 1.003±0.011	1.009±0.014 1.005±0.012 1.007±0.010	:	 1.033±0.014	²⁷ Al (Δ=±0.7%)	$\left(\frac{\sigma^{A}}{\sigma^{a}}\right)_{is,}$
:	 0.883±0.010 0.883±0.010	0.904±0.009 0.893±0.013 0.901±0.003	 0.935±0.010 0.935±0.010	0.973±0.011 0.973±0.011	 1.023±0.015 1.023±0.015	1.012±0.016 1.012±0.016	:	- :	$\Delta = \pm 0.9\%$	± 8rnd
0.954 ± 0.017	0.850±0.014 0.849±0.008 0.866±0.016 0.851±0.007	0.881±0.007 0.853±0.011 0.867±0.013 0.874±0.007	0.905±0.011 0.908±0.012 0.920±0.009 0.890±0.016 0.911±0.007	0.947±0.013 0.968±0.009 0.935±0.012 0.956±0.008	1.000±0.013 0.981±0.015 1.007±0.014 0.942±0.021 0.991±0.009	1.015±0.014 1.012±0.013 1.013±0.010	1.056 ± 0.030	0.999±0.019 1.041±0.014	⁵⁶ Fe (Δ=±1.0%)	
:	0.844±0.010 0.844±0.010	0.877±0.010 0.858±0.014 0.871±0.009	0.912±0.011 0.912±0.011	0.975±0.012 0.975±0.012	 1.012±0.016 1.012±0.016	1.001±0.017 1.001±0.017	:	: :	¹⁰⁸ Ag (∆=±1.1%)	
0.913 ± 0.022	0.830±0.009 0.831±0.020 0.830±0.009	0.852±0.009 0.830±0.014 0.853±0.018 0.848±0.008	0.906±0.013 0.908±0.015 0.913±0.011 0.852±0.020 0.904±0.009	0.951±0.016 0.934±0.010 0.934±0.015 0.937±0.008	0.977±0.016 1.006±0.017 0.991±0.013	0.996±0.017 0.991±0.014 0.993±0.011	÷	 1.042±0.015	¹⁹⁷ Au (Δ=±2.3%	

				$\left(\frac{\sigma^{A}}{\sigma^{a}}\right)_{is}$	$\pm \delta^{\rm rnd}$	·	** = 4	
	⁴ He	⁹ Be	- 12C	27 AI	40Ca	⁵⁶ Fe	¹⁰⁸ Ag	197 Au
ы	(∆=±2.2%)	(Δ=±0.7%)	(Δ=±0.7%)	(Δ=±0.7%)	(Δ=±0.9%)	(Δ = ±1.0%)	$(\Delta = \pm 1.1\%)$	(∆=±2.3%)
0.084	•	:	•••	••	:	1.015 ± 0.026	:	
0.094	:	:	:	:	÷	0.980 ± 0.027	:	:
0.125	1.030 ± 0.024	1.025 ± 0.017	:	1.036 ± 0.015	:	1.052 ± 0.015	:	1.064 ± 0.017
0.145	1.054 ± 0.039	1.077 ± 0.034	:	1.025 ± 0.028	:	1.022 ± 0.022	÷	0.992 ± 0.030
0.205	0.996 ± 0.021	1.006 ± 0.014	1.010 ± 0.017	1.015 ± 0.013	1.040 ± 0.022	1.025 ± 0.013	1.015 ± 0.023	0.994 ± 0.015
0.235	0.997 ± 0.021	0.996 ± 0.015	0.989 ± 0.018	0.999 ± 0.014	0.980 ± 0.022	1.006 ± 0.014	0.986 ± 0.024	0.991 ± 0.016
0.265	1.031 ± 0.030	1.012 ± 0.025	1.068 ± 0.043	1.019 ± 0.025	0.995 ± 0.041	0.990 ± 0.021	0.938 ± 0.042	0.984 ± 0.029
0.295	1.004 ± 0.020	1.003 ± 0.013	1.001 ± 0.018	1.009 ± 0.013	1.037 ± 0.019	0.992 ± 0.010	1.030 ± 0.020	0.993 ± 0.015
0.325	0.991 ± 0.025	0.992 ± 0.020	1.004 ± 0.031	0.975 ± 0.020	0.996 ± 0.031	0.981 ± 0.017	0.998 ± 0.033	0.984 ± 0.024
0.360	0.998 ± 0.021	0.993 ± 0.014	0.987 ± 0.017	0.993 ± 0.013	1.004 ± 0.021	0.972 ± 0.012	1.012 ± 0.023	0.956 ± 0.014
0.400	0.968 ± 0.017	0.957 ± 0.009	0.974 ± 0.011	0.966 ± 0.009	0.966 ± 0.012	0.955 ± 0.009	0.968 ± 0.013	0.930 ± 0.010
0.440	0.949 ± 0.019	0.980 ± 0.014	0.975 ± 0.018	0.959 ± 0.012	0.960 ± 0.019	0.940 ± 0.012	0.957 ± 0.021	0.931 ± 0.014
0.480	0.954 ± 0.017	0.951 ± 0.011	0.953 ± 0.014	0.934 ± 0.010	0.954 ± 0.014	0.917 ± 0.009	0.926 ± 0.015	0.914 ± 0.011
0.520	0.951 ± 0.017	0.955 ± 0.011	0.926 ± 0.012	0.926 ± 0.010	0.912 ± 0.013	0.904 ± 0.009	0.897 ± 0.014	0.892 ± 0.011
0.560	0.943 ± 0.017	0.945 ± 0.011	0.924 ± 0.010	0.923 ± 0.009	0.915 ± 0.012	0.893 ± 0.009	0.891 ± 0.013	0.881 ± 0.011
0.600	0.928 ± 0.017	0.928 ± 0.010	0.905 ± 0.009	0.906 ± 0.009	0.904 ± 0.011	0.869 ± 0.008	0.881 ± 0.012	0.837 ± 0.010
0.640	0.935 ± 0.018	0.917 ± 0.011	0.903 ± 0.010	0.892 ± 0.009	0.895 ± 0.012	0.860 ± 0.009	0.842 ± 0.013	0.846 ± 0.011
0.680	0.917 ± 0.020	0.912 ± 0.013	0.888 ± 0.012	0.876 ± 0.011	0.870 ± 0.015	0.852 ± 0.010	0.842 ± 0.016	0.829 ± 0.013
0.720	0.930 ± 0.022	0.896 ± 0.015	0.861 ± 0.014	0.877 ± 0.012	0.880 ± 0.018	0.846 ± 0.011	0.830 ± 0.019	0.820 ± 0.014
0.760	0.949 ± 0.025	0.931 ± 0.019	0.870 ± 0.020	0.884 ± 0.016	0.890 ± 0.027	0.867 ± 0.015	0.818 ± 0.027	0.817 ± 0.018
0.800	0.927 ± 0.032	0.923 ± 0.027	0.972 ± 0.044	0.957 ± 0.025	0.977 ± 0.058	0.920 ± 0.024	0.941 ± 0.059	0.899 ± 0.030
0.840	0.954 ± 0.054	1.058 ± 0.051	:	1.079 ± 0.051	:	1.040 ± 0.047	:	0.975 ± 0.058
0.380	0.964 ± 0.120	1.135 ± 0.118	:	1.231 ± 0.127	:	1.192 ± 0.116	:	1.099 ± 0.142

 $0.1 < x_B$ حال اگر با توجه به دادههای فوق، منحنی نسبت سطح مقطعها را به ازای x_B در محدودهی $x_B < 0.9$



شکل ۳-۳-۱ : منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از نوکلئون هسته $\frac{4}{2}He_2$ به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون برحسب x_B در محدودهی $0.9 < x_B < 0.9$ رسم شده است



شکل ۳-۳-۲ : منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از نوکلئون هسته Be₅ به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون



شکل ۳-۳-۳ : منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از نوکلئون هسته $^{12}_{6}$. به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون



شکل ۳-۳-۴ : منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از نوکلئون هسته 13Al به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون



شکل ۳-۳-۵ : منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از نوکلئون هسته 40*Ca* به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون



شکل ۳-۳-۶ : منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از نوکلئون هسته 56Fe به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون



شکل ۳-۳-۷: منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از نوکلئون هسته 197*Au* به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون



شکل ۳-۳-۸ : منحنی نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از نوکلئون هسته 108Ag به سطح مقطع پراکندگی الکترون از نوکلئون هسته دوترون

در همه نمودارهای فوق مشاهده می کنید که منحنی در محدوده ی $x_B < 0.7 > x_B$ تقریباً بصورت خطی است . و برای هر نمودار که متعلق به یک هسته است شیب خط منحنی در این محدوده با هم متفاوت هستند که این شیب نشان دهنده قدرت اثر EMC در هستهها است. این خاصیت مربوط به برخی از خواص هسته است مثل انرژی بستگی هسته و حرکت فرمی و..که قبلاً نیز اشاره شد .

شیب خط منحنی در محدوده $EMC = 0.3 < x_B < 0.7$ که این شیب نشان دهندهی قدرت اثر EMC در هستهها است ، عبارت است از:

هسته	$-\frac{dR_{EMC}}{dx_B}$ $(0.3 < x_B < 0.7)$
$^{4}_{2}He_{2}$	0.191
⁹ ₄ Be	0.207
$^{12}_{6}C_{6}$	0.318
²⁷ ₁₃ Al	0.325
⁴⁰ ₂₀ Ca	0.350
⁵⁶ ₂₆ Fe	0.388
¹⁹⁷ ₇₉ Au	0.409

جدول۳-۳-۳ مقدارشیب منحنی نسبت سطح مقطع ها(قدرت اثر EMC) در هستههای مختلف

اثر EMC یک اثر مرتبط به چگالی موضعی هسته ها است و نه یک ویژگی عمده یه هسته ای [۲۷].

$$R_{EMC} = \sigma_{A}$$
 براکندگی $e \, DIS$ از نوکلئون دوترون $\sigma_{e \, DIS}$ از نوکلئون هسته (۱–۳–۳)

$$\frac{dR_{EMC}}{dx_B} = \text{EMC}$$
قدرت اثر

از دادههای آزمایشگاهی میتوان دریافت که قدرت اثر EMC یعنی
$$rac{dR_{EMC}}{dx_B}$$
 در محدودهی

.[74] به صورت خطی با کمیت SRC مربوط به هسته ها با هم رابطه دارند $0.3 < x_B < 0.7$

هسته	$-\frac{dR_{EMC}}{dx_{B}}$	SRC= $a_2\left(\frac{A}{d}\right)$
	$(0.3 < x_B^{anb} < 0.7)$	
⁴ ₂ He ₂	0.191	3.80
⁹ ₄ Be	0.207	4.08
$^{12}_{6}C_{6}$	0.318	4.75
²⁷ ₁₃ Al	0.325	5.13
⁴⁰ 20Ca	0.350	5.44
⁵⁶ ₂₆ Fe	0.388	5.58
¹⁹⁷ ₇₉ Au	0.409	6.19

جدول۳-۳-۴ مقدار قدرت اثر EMC و کمیت SRC در هسته های مختلف.

با رسم منحنی مربوط به دادههای فوق نشان میدهیم که قدرت اثر EMC با SRC در هستههای مختلف رابطهی خطی دارند:



شکل ۳-۳-۳: منحنی قدرت اثر EMC نسبت کمیت SRC در هسته های مختلف.

با استفاده از این منحنی میتوان قدرت EMC اثر در یک سیستم نوترون پروتون آزاد بدست آورد. در منحنی فوق محور افقی کمیت SRC است، همان طور که از روی منحنی مشخص است با توجه به این که کمیت(SRC) $\frac{\sigma_A}{\sigma_a} = \frac{\sigma_A}{\sigma_a}$ (SRC) ایت بنابراین قدرت اثر EMC دراین هسته صفر است[۲۹و۲۸] .

حال با توجه به این که در سیستم نوترون و پروتون آزاد هیچ نیروی کوتاه بردی وجود ندارد، مقدار صفر را به کمیت (SRC) $a_2\left(\frac{A}{d}\right) = \frac{\sigma_A}{\sigma_a}$ (SRC) را به کمیت (SRC) می دهیم و با توجه بوترون پروتون آزاد نسبت میدهیم و با توجه به شیب خطی منحنی فوق، قدرت اثر EMC در سیستم نوترون پروتون آزاد عبارت است از نقطهای که منحنی فوق محور عمودی را قطع می کند یعنی عدد 0.08 – بنابراین داریم:

$$-\frac{dR_{EMC(free\,np)}}{dx_B}$$
 = قدرت اثر EMC در سیستم نوترون- پروتون آزاد = 0.08

از طرفی کمیت
$$R_{EMC}$$
 نسبت سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف است، بنابراین داریم:
 $R_{EMC(free np)} = \frac{\sigma_n + \sigma_p}{\sigma_d}$

$$(۲-۳-7)$$
پس داریم:
 $\frac{d((\sigma_n + \sigma_p)/\sigma_d)}{dx_B} = 0.08$
(۳-۳-۳)
در نتیجه با انتگرال گیری از طرفین:

$$\int d \left(\frac{\sigma_{\rm n} + \sigma_{\rm p}}{\sigma_d}\right) = \int 0.08 \, dx_B \tag{(f-r-r)}$$

$$\frac{\sigma_{\rm n} + \sigma_{\rm p}}{\sigma_d} = 0.08 \ (x_B - b) \tag{(a-r-r)}$$

مقدار b مقداری از x_B است که به ازای آن اثر EMC یا همان نسبت $R_{EMC(free\,np)}$ ثابت است بنابراین مشتق b نسبت به x_B صفر است.

b= 0.31

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{1}{-0.08(x_B - b)} \tag{P-T-T}$$

بنابراين داريم:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_n + \sigma_p} = 1 - 0.08 \left(x_B - b \right) \tag{Y-T-T}$$

حال باتوجه به رابطهای که بین نسبت سطح مقطع DIS و تابع ساختار وجود دارد [۲۹-۳۰]:

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_a} = \frac{A}{2} \frac{F_A}{F_d}$$
(۸–۳–۸)
میتوان رابطه ی بین توابع ساختار دوترون و پروتون و نوترون آزاد را با نسبت سطح مقطع پراکندگی
ناکشسان ژرف الکترون از هسته دوترون به سطح مقطع پراکندگی سیستم نوترون پروتون آزاد را بدست
آورد. یعنی رابطه ی زیر :

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{2F_d}{F_n + F_p} \tag{9-T-T}$$

بنابراین با استفاده از رابطه (۳-۳-۷) و (۳-۳-۹) به رابطهی زیر میرسیم:

$$\frac{2F_d}{F_n + F_p} = 1 - 0.079 (x_B - b)$$

$$F_2^n(x) = \frac{2F_2^d(x)}{1 - a(x - b)} - F_2^p(x)$$
(1.-٣-٣)
$$H_2^{(n)}(x) = \frac{2F_2^d(x)}{1 - a(x - b)} - F_2^p(x)$$

$$F_2^n(x) = \frac{2(-2.4563x^4 + 6.1597x^3 - 4.8944x^2 + 0.911x + 0.2654)}{1 - 0.08(x - 0.31)} - (-2.09243x^4 + 5.97312x^3 - 5.34515x^2 + 1.2087x + 0.26544)$$
 (17-7-7)



شکل ۳-۳-۱۰ منحنی تابع ساختار نوترون بدست آمده از اعمال اثرات EMC

در فصل بعد در این کار قصد داریم با استفاده از توابع ساختار بدست آمده برای پروتون و نوترون توابع توابع یار تونی پارتونی را برای کوارکهای بالا و پایین، $u_v(x), d_v(x)$ را به شیوه ای متفاوت محاسبه کنیم و سپس با استفاده از این توابع توزیع در مدلی مناسب برای فرم $H_q(x,\xi,t)$ ، فرم فاکتور دیراک و سپس شعاع بار الکتریکی پروتون ونوترون را بدست آوریم .
۴-فسل جهارم

محاسبه ی توابع توزیع بارتونی و محاسبه ی شعاع بار

برونون و نو ترون

۱-۴ مدل پارتونی و مکانیزم کلی محاسبه ی شعاع بار الکتریکی:

قبلاً اشاره شد که بیورکن ثابت کرد در انرژی های بالا $\infty \to (Q^2, v)$ در ناحیه پراکندگی ناکشسان ژرف وابستگی توابع ساختار به Q^2 از بین رفته و آنها فقط تابعی از X هستند. متغییر X کسری از تکانهی نوکلئون است که توسط پارتونی که مورد اصابت فوتون قرار می گیرد، حمل می شود در واقع توابع ساختار نحوهی توزیع تکانهی نوکلئون در میان پارتونهای تشکیل دهندهی آن را معین می کنند. که این رفتار به " مقایس بندی" بیورکن معروف است.

و همچنین اشاره کردیم که کالان و گروس پیشنهاد کردند که توابع مقیاس بندی بیورکن طبق رابطهی زیر که در فصل دوم به آن اشاره شد، به هم مربوط هستند:

$$2xF_1(x) = F_2(x) = \sum_i e^2 x f_i(x)$$
 (Y \-\formall - \formall - \formall

که $f_i(x)$ تابع توزیع پارتنها (کوارکها) هستند.

رابطه کالان- گروس باز تاب این واقعیت است که اجزای باردار پروتون دارای اسپین ۱/۲ هستند. تایید تجربی مقیاس بندی بیورکن و رابطه کالان-گروس در پراکندگی ناکشسان عمیق، اولین مدرک را برای وجود کوارکها فراهم آورد نکته حیاتی آن است که در انرژی های بالا فوتون مجازی با یک تک کوارک اساساً آزاد برهم کنش می کند بنابراین می توان این پراکندگی را با استفاده از نتایج پراکندگی الکترون-میون بررسی کرد. پارتون نامی عمومی برای کوارک و گلئون است. گلئون بار الکتریکی ندارد و در برهم کنش الکترومغناطیسی شرکت نمی کند. بنابراین، منظور ما از پارتون در پراکندگی الکترون-پروتون، کوارک است.

بنابراین بر اساس مدل پارتونی ارتباطی بین توابع ساختار نوکلئون و توابع توزیع پارتونی وجود دارد که ما با استفاده از توابع ساختار بدست آمده برای پروتون و نوترون توابع توزیع پارتونی را برای کوارکهای بالا و پایین، $u_v(x), d_v(x)$ را بدست میآوریم و سپس با استفاده از این توابع توزیع در مدلی مناسب برای فرم $H_q(x, \xi, t)$ ، فرم فاکتور دیراک و سپس شعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون را بدست میآوریم [۳۱].

در واقع با استفاده از رابطه زیر [۳۲]:

$$F_1(t) = \sum_q e_q \int_{-1}^1 H_q(x,\xi,t) \, dx \tag{1-1-f}$$

فرم فاکتور دیراک و در نهایت شعاع بارالکتریکی نوکلئون را می توان بدست آورد.

: ۲ محاسبهی تابع توزیع پارتونها، $u_v(x), d_v(x)$ از توابع ساختار $u_v(x), d_v(x)$

نوکلئونها از پارتونها یا کوارکها تشکیل شده اند. بنابراین در مدل پارتونی رابطهای بین تابع ساختار نوکلئون و تابع توزیع پارتونهای نوکلئون وجود دارد که با توجه به رابطه (۲-۴-۲۱)، عبارت است از:

 $F_2^N(x) = \sum_q e_q^2 x \left[q(x) + \overline{q(x)} \right] \tag{1-7-4}$



شکل۴-۲-۱: کوارکها و بارشان در نوکلئونهای پروتون و نوترون

که در رابطه (۲-۲-۱)، ($F_2^N(x)$ ، تابع ساختار نوکلئون و e_q ، بارالکتریکی کوارک، و $F_2^N(x)$ ، q(x)، q(x)، که در رابطه (۴-۲-۲)، ($F_2^N(x)$ ، تابع ساختار نوکه بار کوارک الا، ۲/۳۰ و بار توابع توزیع پارتونی کوارکها و آنتی کوراکها میباشند. با توجه به اینکه بار کوارک الا، ۲/۳۰ و بار کوارک الا، ۲/۳۰ و بار کوارک ای توابع توزیع پارتونی کارکها و آنتی کوراکها میباشند. با توجه به اینکه بار کوارک الا، ۲/۳۰ و بار کوارک ای توابع توزیع پارتونی کوارک، و آنتی کوراکها میباشند. با توجه به اینکه بار کوارک الا، ۲/۳۰ و بار کوارک ای توابع توزیع پارتونی کوارک ای توابع توزیع توزیع پارتونی بدست آوریم[۳]:

$$\frac{1}{x}F_{2}^{p}(x) = (\frac{2}{3})^{2}[u^{p}(x) + \overline{u^{p}}] + (-\frac{1}{3})^{2}[d^{p}(x) + \overline{d^{p}}] + (\frac{1}{3})^{2}[s^{p}(x) + \overline{s^{p}}]$$

$$(7-7-6)$$

$$(7-7-6)$$

$$\frac{1}{x}F_{2}^{n}(x) = (\frac{2}{3})^{2}[u^{n}(x) + \overline{u^{n}}] + (-\frac{1}{3})^{2}[d^{n}(x) + \overline{d^{n}}] + (\frac{1}{3})^{2}[s^{n}(x) + \overline{s^{n}}]$$

$$(7-7-6)$$

$$u^{p}(x) = d^{n}(x) = u(x)$$
 (۴-۲-۴)
 $d^{p}(x) = u^{n}(x) = d(x)$
 $s^{p}(x) = s^{n}(x) = s(x)$
آنتی کوار کھا را نیز می توان به عنوان کوار کھای دریا در نظر گرفت زیرا کوراکھای دریا با ساز و کار

$$\overline{u^p} = \overline{u^n} = \overline{d^p} = \overline{d^n} = \overline{s^n} = \overline{s^p} = s^p(x) = s^n(x) = s(x) \qquad (\Delta - \gamma - \gamma)$$

در حالی که توابع توزیع کوارک های
$$u(x)$$
و $d(x)$ را می توان به دو بخش کوارک های دریا و کوارک
های ظرفیت تقسیم بندی کرد.

$$u(x) = u_v(x) + u_s(x)$$

$$d(x) = d_v(x) + d_s(x)$$
(9-Y-F)

که در روابط فوق $u_v(x)$ و $d_v(x)$ ، کوارک های ظرفیت، و s(x)، کوارک های دریا میباشد. علت نامگذاری" دریا " روی کوارکهای دریا به این خاطر است که تعداد آنها بسیار زیاد و انرژی آنها بسیار کم است.

بنابراین با استفاده از روابط (۴-۲-۴)، (۴-۲-۵) و (۴-۲-۶) در رابطه (۴-۲-۲) می توانیم تابع ساختار پروتون را بر حسب کوارکهای ظرفیت و دریا به شکل زیر نوشت :

$$\frac{1}{x}F_2^p(x) = \left(\frac{4}{9}\right) \left[u_v(x)\right] + \left(\frac{1}{9}\right) \left[d_v(x)\right] + \left(\frac{4}{3}\right) \left[s(x)\right]$$
(Y-T-F)
e anguing the set of the set of

رابطه (۴-۲-۳) داريم:

$$\frac{1}{x}F_2^n(x) = \left(\frac{1}{9}\right) \ \left[u_v(x)\right] + \left(\frac{4}{9}\right) \ \left[d_v(x)\right] + \left(\frac{4}{3}\right) \ \left[s(x)\right] \tag{A-Y-F}$$

با توجه به این که گلئون بار الکتریکی ندارد، در برهم کنش الکترومغناطیسی در پراکندگی ناکشسان ژرف شرکت نمی کند بنابراین تابع ساختار بدست آمده برای پروتون و دوترون در پراکندگی ناکشسان ژرف و به تبعه آن تابع ساختار محاسبه شده برای نوترون فاقد سهم گلئونها هستند بنابراین در سمت راست تساویهای فوق (۴–۲–۷) و (۴–۲–۸)، نیازی به نوشتن سهم گلئونها نیست و تساوی برقرار است.

کار های انجام شده در این رساله:

برای بدست آوردن توابع توزیع پارتونی $u_v(x) = u_v(x)$ از دو معادلهی اخیر استفاده میشود، در دو معادله فوق سه مجهول وجود دارد که باید مشخص شوند. ابتدا فرمxs(x) باید مشخص شود. در این کار برای محاسبه دقیق تر $u_v(x) = u_v(x)$ ، فرمی برای xs(x) در نظر می گیریم به نحوی که رفتار آن را توجیه کند. قبلاً اشاره شد که x، درصد حمل تکانهی انتقالی توسط پارتونها است و از

آنجایی که کوار کهای دریا سهم ناچیزی از تکانهی انتقالی را با خود حمل می کنند بنابراین تابع
$$(x) xs(x)$$

در x های بزرگ، (1 \leftarrow x)، به سمت صفر میل می کند و در x کوچک، (0 \leftarrow x) دارای مقدار
است. و همچنین با توجه به اینکه کوار ک های u و d سهم های بیشتر از تکانهی انتقالی به خود می
گیرند، حد آنها در 0 \leftarrow x ، صفر می شود. بنابراین با حد گرفتن از رابطه (۴–۲–۸) در x های
کوچک داریم:

$$\lim_{x \to 0} 3/4F_2^n(x) = \lim_{x \to 0} xs(x) = 0.188$$
(9-Y-F)

پس
$$xs(x)$$
 را طوری انتخاب می کنیم که اندازهی آن در x های کوچک،دارای مقدار 0.188 باشد، و در x های بزرگ به صفر میل کند. یعنی به صورت زیر:

$$\mathbf{xs}(\mathbf{x}) = 0.188 \exp\left(-\frac{x}{0.05}\right) \tag{1.-1-4}$$

بنابراین با قرار دادن رابطه xs(x) در روابط (۴–۲–۷) و (۴–۲–۸) به دو معادله دو مجهول زیر می-رسیم:

$$\frac{1}{x}F_2^p(x) = (\frac{4}{9}) \left[u_v(x)\right] + \left(\frac{1}{9}\right) \left[d_v(x)\right] + \left(\frac{4}{3}\right) \left[0.188\exp\left(-\frac{x}{0.05}\right)\right]$$
(1)-Y-F)

$$\frac{1}{x}F_2^n(x) = (\frac{1}{9}) \quad [u_v(x)] + \left(\frac{4}{9}\right) \quad [d_v(x)] + \left(\frac{4}{3}\right) \quad \left[0.188 \exp\left(-\frac{x}{0.05}\right)\right]$$
(17-7-4)

در دو معادلهی فوق توابع ساختار ($F_2^p(x)$ و($F_2^n(x)$ (۲-۵-۲) و (۳-۳-۱۲) را قبلاً بدست آوردیم بنابراین با حل دو معادله دو مجهول فوق $u_v(x)$ و $d_v(x)$ را میتوان محاسبه کرد. بنابراین داریم:

$$xd_{v}(x) = 3(F_{2}^{p}(x) - F_{2}^{n}(x)) \times \left\{ 1 - 4\left(\frac{F_{2}^{n}(x) - \frac{4xs(x)}{3}}{F_{2}^{p}(x) - \frac{4xs(x)}{3}}\right) \right\} / \left\{ 5\frac{F_{2}^{n}(x) - \frac{4xs(x)}{3}}{F_{2}^{p}(x) - \frac{4xs(x)}{3}} - 1 \right\} \quad (1\% - \% - \%)$$

$$xu_{\nu}(x) = xd_{\nu}(x) + 3(F_2^p(x) - F_2^n(x))$$
 (14-7-4)



با محاسبه و رسم $xu_v(x)$ و $xd_v(x)$ برای x های بین 1 , 0 خواهیم داشت: $u_v(x)$

شکل۴-۲-۲: منحنی بدست آمده برای $u_v(x)$ و $u_v(x)$ با استفاده از توابع ساختار نوترون و پروتون

اکنون با پیشنهاد مدلی مناسب برای $H_q(x,\xi,t)$ برمبنای $u_v(x)$ و $u_v(x)$ محاسبه شده در بالا بر اساس توابع ساختار در پراکندگی ناکشسان ژرف، میتوان شعاع بار پروتون و نوترون را محاسبه کرد. [$PF_0 PG_0 PF_0$]

GPD^{v.} ۳-۴ و محاسبه شعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون:

²⁰ Generalized parton distributions

$$H_q(x,\xi = 0,t) = q_v(x) \exp(-\alpha \ln(x) (1-x))t \qquad (1 - 4\pi)$$

در رابطهی فوق
$$q_v(x)$$
 ، همان توابع توزیع پارتونی هستند. رفتار $H_q(x,\xi=0,t)$ در t=0 به صورت

$$H_{q=u}(x,\xi=0,t=0)=u_{v}(x)$$
 و $H_{q=d}(x,\xi=0,t=0)=d_{v}(x)$ است [۲۹].

در این کار ما در عبارت $H_q(x,\xi=0,t)$ از توابع توزیع پارتونی، $u_v(x)$ و $d_v(x)$ که در بالا محاسبه شدند استفاده می کنیم .

$$F_1^N(t) = \sum_q e_q F_1^q(t)$$
 (19-Y-Y)

که
$$F_1^q(t)$$
، فرم فاکتور دیراک برای کوارک ها، و $F_1^N(t)$ ، فرم فاکتور دیراک برای برای نوکلئونها
هستند. و رابطه فوق برای پروتون و نوترون بطور جداگانه به صورت زیر میباشند:

$$F_1^p(t) = e_u F_1^u(t) + e_d F_1^d(t)$$
(1Y-Y-F)

$$F_1^n(t) = e_u F_1^d(t) + e_d F_1^n(t)$$
 (1A-Y-F)

x فرم فاکتور دیراک که تابعی از تکانه انتقالی(t) است همان $H q(x, \xi = 0, t)$ است که روی تمام x ها در بازه \cdot تا ۱ جمع زده شده باشد بنابراین رابطهی بین فرم فاکتور دیراک در کوارکها و $H_q(x, \xi, t)$ عبارت است از [TT]:

$$F_1^q(t) = \int_0^1 H q(x,\xi = 0,t) \, dx \tag{19-7-6}$$

از روابط (۲–۲–۱۹) و (۲–۲–۱۵) برای
$$F_1^u(t)$$
 و $F_1^d(t)$ داریم:

$$F_1^u(t) = \int_0^1 u_v(x) \, \exp(-\alpha \ln(x) \, (1-x)) t \, dx \qquad (r \cdot - r - r)$$

$$F_1^d(t) = \int_0^1 d_v(x) \, \exp\left(-\alpha \ln(x) \, (1-x)\right) t \, dx \qquad (\Upsilon_{1-\Upsilon_{-}} F)$$

حال اگر از رابطه (۲-۱-۱۱) نسبت به q مشتق بگیریم در ۶- ضرب کنیم ، به ازای q=0 خواهیم داشت:

$$-6\frac{dG_E(t)}{dt}\Big|_{t=0} = -6\frac{dF_1(t)}{dt}\Big|_{t=0} + \frac{6k_p}{4M^2}F_2(t=0)$$
(TT-T-F)

$$F_2(t=0) = 1$$
 :[۴۰] که

و همچنین با توجه به تبدیل فوریه داریم:

=

$$\begin{split} F_{1}^{p}(t) &= \int_{0}^{\infty} \rho(r) e^{i\sqrt{t} \cdot r} d^{3}r = \int_{0}^{\infty} \rho(r) (1 - i\sqrt{t} \cdot r + \frac{1}{2} (i\sqrt{t} \cdot r)^{2} + \cdots) d^{3}r \\ &= \int_{0}^{\infty} \rho(r) d^{3}r + \int_{0}^{\infty} \rho(r) (-i\sqrt{t} \cdot r) d^{3}r + \int_{0}^{\infty} \rho(r) (\frac{1}{2} (i\sqrt{t} \cdot r)^{2}) d^{3}r + \cdots \\ &= Q - 1/2 \int_{0}^{\infty} (\sqrt{t} \cdot r)^{2} \rho(r) d^{3}r \qquad = Q - \frac{1}{6}t \int_{0}^{\infty} r^{2} \rho(r) d^{3}r \\ &= \int_{0}^{p} r^{2} \rho(r) d^{3}r \qquad = Q - \frac{1}{6}t \int_{0}^{\infty} r^{2} \rho(r) d^{3}r \\ &= \int_{0}^{p} r^{2} \rho(r) d^{3}r \qquad = Q - \frac{1}{6}t \int_{0}^{\infty} r^{2} \rho(r) d^{3}r \\ &= \int_{0}^{p} r^{2} \rho(r) d^{3}r \qquad = Q - \frac{1}{6}t \int_{0}^{\infty} r^{2} \rho(r) d^{3}r \\ &= \int_{0}^{p} r^{2} \rho(r) d^{3}r \qquad = Q - \frac{1}{6}t \int_{0}^{\infty} r^{2} \rho(r) d^{3}r \\ &= \int_{0}^{p} r^{2} \rho(r) d^{3}r \qquad = \int_{0}^{p} r^{2} \rho(r) d^{3}r \\ &= \int_{0}$$

$$\langle r_{1,n}^2 \rangle = -6 \frac{dF_1^n(q)}{dq} \Big|_{q=0}$$
(YF-T-F)

$$\langle r_{E} |_{p,n}^{2} \rangle = -6 \frac{dG_{E}(q)}{dt} \Big|_{q=0}$$
 (Ya-Y-Y)

با جای گذاری روابط (۴-۲-۲۰) و (۴-۲-۲۱)، در رابطه (۴-۲-۱۷) و با استفاده از رابطه (۴-۲-۲۳) داریم:

$$\langle r_{1,p}^{2} \rangle = -6 \alpha \int_{0}^{1} dx \{ e_{u} u_{v}(x) + e_{d} d_{v}(x) \} (1 - x) x \ln(x)$$
 (19-1-4)

و همچنین با قراردادن روابط (۴–۲–۲۰) و (۴–۲–۲۱)، در رابطه (۴–۲–۱۸) و با استفاده از رابطه (۴– ۲–۲۴) داریم:

$$\langle r_{1,n}^{2} \rangle = -6 \alpha \int_{0}^{1} dx \{ e_{d} u_{v}(x) + e_{u} d_{v}(x) \} (1 - x) x \ln(x)$$
 (YY-Y-Y)

به $\langle r_{1,p}^2 \rangle$ و $\langle r_{1,n}^2 \rangle$ میانگین مجذور شعاع دیراکی برای پروتون و نوترون می گویند در واقع نشان دهندهی شعاع ناشی از برهم کنش های الکتریکی در پروتون و نوترون است در صورتی که از آنچه که به عنوان شعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون یاد می شود، شامل دو جملهی خائز اهمیت است یکی که از برهم کنش گشتاور مغناطیسی نوترون با میدان کولنی الکترون ها (جمله فلودی) ناشی می شود دیگری و سهم ناشی از بار الکتریکی در ساختار داخلی نوترون و پروتون که $\langle r_{1,n,p} \rangle$

بنابراین مقادیر محاسبه شده برای شعاع دیراکی پروتون و نوترون به صورت زیر است:
$$< r_{1,p}^2 >_{our} = 0.660(fm^2)$$

 $< r_{1,n}^2 >_{our} = 0.016(fm^2)$
از روابط (۴–۲–۲۲)،(۴–۲–۲۲) و(۴–۲–۲۵)، شعاع بار الکتریکی پروتون عبارت است از:

$$\langle r_{E,p}^{2} \rangle = \langle r_{1,p}^{2} \rangle + \frac{3k_{p}}{2Mc^{2}} \tag{YA-Y-F}$$

$$\frac{3\kappa_p}{2M^2} = 0.116 \ fm^2$$
 که عبارت فلودی (flody term) برای پروتون: (flody term) که عبارت فلودی (flody term) که عبارت (flody term) که عبارت فلودی (flody term) که عبارت (f

~ 1

رابطه (۴-۲-۲۲)، (۴-۲-۲۴) و(۴-۲-۲۵)، ، شعاع بار الکتریکی نوترون عبارت است از:

$$\langle r_{E,n}^2 \rangle = \langle r_{1,n}^2 \rangle + \frac{3k_n}{2Mc^2} \tag{19-7-4}$$

$$rac{3k_n}{2M^2} = -0.126 \ fm^2$$
 که عبارت فلودی ($flody \ term$) برای نوترون :

حال با می توان جای گذاری حاصل انتگرال در روابط (۴-۲-۲۸) و (۴-۲-۲۹) میانگین مجذور شعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون را محاسبه کرد. که در قسمت بحث و نتیجه گیری جدول مقادیر بدست آمده را آوردهایم و با مقادیر بدست آمده برای شعاع بار پروتون و نوترون از دیگر روشها و متدها مورد مقایسه و بحث قرار دادیم.

در انتگرالهای (۴–۲–۲۶) و (۴–۲–۲۷) از $u_v(x)$ و $u_v(x)$ یی که، در این مقاله با استفاده از توابع ساختار پروتون ونوترون، محاسبه شده اند، استفاده شده است.

۴-۴ بحث و نتیجه گیری:

در این کار با یک روش متفاوت، ما با استفاده از اطلاعات بدست آمده از داده های پراکندگی ناکشسان عمیق الکترون از نوکلئونهای دوترون و پروتون توابع ساختار پروتون و دوترون را محاسبه کردیم، سپس با اعمال اثرات EMC ، توانستیم تابع ساختار نسبتاً دقیق تری برای نوترون بدست آوریم، ($F_2^n(x) = F_2^n(x)$)، سپس با استفاده ار مدل پارتونی و مقایس بندی بیورکن که رابطه بین توابع ساختار نوکلئون و توابع توزیع پارتونی را میدهد، توانستیم توابع توزیع پارتونی، ($u_v(x)$ و $(x) v_0$ را برای کوارک های بالا و پایین محاسبه کنیم. در صورتی که در روشهای دیگر مستقیماً توابع توزیع پارتونی، اینگونه که ما از آنالیز دادههای تجربی بدست آوردیم محاسبه نمیشود بلکه بصورت پیشنهاد دادن مدلهای مختلف برای ($u_v(x)$ و $u_v(x)$ بوایع توزیع پارتونی را محاسبه می کنند. به عنوان مثال دادن مدلهای مختلف برای ($u_v(x)$ و $u_v(x)$ به صورت زیر است :

$$xu_v(x, Q_0^2) = A_u x^{\eta_1} (1 - x)^{\eta_2} (1 + \epsilon_u \sqrt{x} + \gamma_u x), \qquad (1 - \epsilon_0)$$

$$xd_v(x,Q_0^2) = A_d x^{\eta_3} (1-x)^{\eta_4} (1+\epsilon_d \sqrt{x} + \gamma_d x),$$
(Y-Y-Y)

با توجه به روابط فوق بهترین مدلی برای $u_v(x)$ و $d_v(x)$ که می تواند رابطه

$$F_2^N(x) = \sum_q e_q^2 x \left[q(x) + \overline{q(x)} \right] \tag{1-1-4}$$

را ارضا کند با فیت کردن به صورت زیر است[۳۷]:

$$xu_V = 0.262x^{0.31}(1-x)^{3.50}(1+3.83x^{0.5}+37.65x)$$
(7-4-4)

$$xd_V = 0.061x^{0.35}(1-x)^{4.03}(1+49.05x^{0.5}+8.65x)$$
(f-f-f)

حال اگر توابع توزیع پارتنی $xu_v(x)$ و $xd_v(x)$ در رفرنس [۳۷] (معادلات فوق) را رسم کنیم داریم:



(۳۷] شکل $d_v(x)$ و $u_v(x)$ از رفرنس (۳۷) از منحنی بدست آمده برای $u_v(x)$

می بینیم که که توابع توزیع پارتونی که ما از توابع ساختار با استفاده از داده های تجربی به شیوه خودمان محاسبه کردیم(شکل۴-۲-۲) بسیار مطابقت خوبی با توابع توزیع پارتونی که به شیوههای دیگر و با ارائه مدل، محاسبه شدهاند دارد.

همچنین ما در این کار شعاع بار الکتریکی پروتون ونوترون را بر خلاف روشهای دیگر که با استفاده از دادههای پراکندگی کشسان و بدست آوردن فرم فاکتور دیراک و پاولی، ($F_2(t)$ و $F_2(t)$)، محاسبه می کنند[۱]. ما با استفاده از توابع توزیع پارتونی که محاسبه کردیم و همچنین با استفاده از مدل پارتونی، و با ارائه مدلی مناسب، ارتباطی بین فرم فاکتور دیراک نوکلئونها و توابع توزیع پارتونی بر قرار کردیم و سپس با استفاده از روابطی که قبلاً اشاره شده شعاع بار الکتریکی را محاسبه کردیم و قرار قرار کردیم و قرار قرار محاسبه کردیم. د

جدول زیر مقادیر بدست آمده برای شعاع بار پروتون و نوترون در مدل ارائه شده در این کار را می بینیم که برای مقدار $\alpha = 1$ ، شعاع بار پروتون و نوترون تطابق بسیار خوبی با مقادیر تجربی و مقادیر بدست آمده از مدل ها ی دیگر دارند.

جدول (۴-۳-۱) مقادیر بدست آمده برای شعاع بار پروتون و نوترون برحسب متغییر آلفا درروش ما

$< r_{E,p}^2 >_{our} (fm^2)$	0.776
$ < r_{E,p}^2 >_{other} (fm^2)[Ref] $	0.781 [8]
$ < r_{E,p}^2 >_{other} (fm^2)[Ref] $	$0.848 \pm 0.003 [14]$

روشها	دیگر	در	شدہ	محاسبه	مقادير	و
-------	------	----	-----	--------	--------	---

$< r_{E,n}^2 >_{our} (fm^2$	-0.11
$< r_{E,n}^2 >_{other} (fm^2)[Ref]$	-0.1161 ± 0.0022 [8]
$< r_{E,n}^2 >_{other} (fm^2)[Ref]$	-0.112±0.003 [14]

بنابراین می بینیم که توابع توزیع پارتونی، که از توابع ساختار پروتون و نوترون در پراکندگی ناکشسان ژرف بدست آوردهایم، با توجه به مدل پارتونی یک پلی است میان توابع ساختار و فرم فاکتورهای الکتریکی و مغناطیسی که با استفاده از آنها میتوان شعاع بار الکتریکی پروتون و نوترون محاسبه کرد و مقادیر بدست آمده تطابق بسیار خوبی با مقادیر تجربی و دیگر روش های معمول (محاسبه شعاع بار الکتریکی پروتون ونوترون با استفاده از فرم فاکتور های بدست آمده از پراکندگی کشسان) دارند. همچنین محاسبه شعاع بار نوترون در این روش به راحتی پروتون انجام می شود.

منابع:

 [۱] دیوید گریفیت، آشنایی با ذرات بنیادی، ترجمه: دکتر محمد رضا مشفق، سلیمه کیمیا گر، مرکز نشر دانشگاهی.

[2] H. N. Hans, "Nuclear Physics experimental and theoretical", **new age international (p) limited, publishers.**

[6] S. Haddad and S. Suleiman," Neutron Charge Distribution and Charge Density Distributions in Lead Isotopes", Acta Physica Polonica B, Vol. 30 (1999).

[7] J. J. Kelly, "Nucleon charge and magnetization densities from Sachs form-factors", **Phys. Rev. C 66, 065203 (2002)**.

[8] T. Gutsche, V. E. Lyubovitskij, et. al., "Nucleon Structure in a Light-Front Quark Model Consistent With Quark Counting Rules and Data", Phys. Rev. D91, 054028 (2015).

[9] X. Ji, "A Relativistic skyrmion and its form-factors", Phys. Lett. B254, 456 (1991).

[10] F. Halzen, Alan D. Martin, "Quarks & Leptons", Jahn Wiley, (1984)

[11] R. W. McAllister and R. Hofstadter," Elastic Scattering of 188-{MeV}Electrons from the Proton and the *α* Particle", Phys. Rev. 102.851

[12] J. Kelly, "Nucleon knockout by intermediate-energy electrons", Advances in Nuclear Physics 23, 75 (1996).

[13] G. A. Miller, "Charge Densities of the Neutron and Proton", Phys. Rev. Lett. 99, 112001 (2007).

[14] J. J. Kelly, "Simple Parametrization of Nucleon Form Factors", Phys.Rev. C 70, 068202 (2004).

[15] M. Burkardt, "Generalized Parton Distributions for Large x", Phys.Lett. B595 245–249(2004).

[16] J.seely et al., "New Measurements of the EMC Effect in Very Light Nuclei", **Phys.Rev.Lett.103**, 202301 (2009).

[17] L.B.Weintein, E. Piasetzky, et al., "Short Range Correlations and the EMC Effect", **Phys.Rev.Lett.106**, 052301 (2011).

[18] J. Ashman et al., "Measurement of the Ratios of Deep Inelastic Muon -Nucleus Cross-Sections on Various Nuclei Compared to Deuterium", Phys. Lett. B 202, 603 (1988.).

[19] T. Gehrmann et al., "A compilation of structure functions in deep inelastic scattering", J. Phys. G. Nucl. Part. Phys: 25 A1-A157(1999).

[20] N. Fomin et al., "Scaling of the F2 structure function in nuclei and quark distributions at x>1", **Phys. Rev. Lett. 105, 212502 (2010)**.

[21] Or. Hen, E. Piasetzky, and L. B. Weinstein, "New data strengthen the connection between Short Range Correlations and the EMC effect", **Phys.**

Rev. C 85, 047301 (2012).

[22] A.V.Radyushkin, "Nonforward Parton Distributions", Phys.Rev.D 56, 5524 (1997).

[23] D. Higinbotham et al., "Nuclear Scaling and the EMC Effect", arxiv:1003.4497.

[24] N. Fomin et al.," New Measurements of High-Momentum Nucleons and Short-Range Structures in Nuclei" **Phys. Rev. Lett. 108, 092502 (2012)**.

[25] K. Sh. Egiyan et al., "Observation of nuclear scaling in the A(e, e-prime) reaction at x(B) greater than 1", Phys. Rev. C 68 (2003) 014313

[26] A. Accardi *et al.*, "Uncertainties in determining parton distributions at large x", **Phys. Rev. D 84, 014008 (2011).**

[27] Or. Hen, A. Accardi, W. Melnitchouk, and E. Piasetzky, "Constraints on the large-x d/u ratio from electron-nucleus scattering at x>1", **Phys.**

Rev. D 84, 117501 (2011).

[28] Douglas W. Higinbotham et. al., "The Proton Radius from Electron Scattering Data", **arXiv:1510.01293.**

[29] J. Aubert et al., "The ratio of the nucleon structure functions F2n for iron and deuterium", **Phys. Lett. B 123, 275 (1983)**.

[30] Or Hen et. al.,"The EMC Effect and High Momentum Nucleons in Nuclei",

Int. J. Mod. Phys. E 22 (07), 1330017, (2013).

[31] M. Burkardt, "Impact parameter space interpretation for generalized parton distributions", **Int. J. Mod. Phys. A 18, 173 (2003)**.

[32] M. Guidal, M. V. Polyakov, et. al.," Nucleon Form Factors from Generalized Parton Distributions", **Phys. Rev. D 72, 054013 (2005)**.

[33] R.Shneor, and the Jefferson Lab Hall A Collaboration, "Investigation of Proton-Proton Short-Range Correlations via the ¹²C(e, e'pp) Reaction", Phys.Rev.Lett. 99, 072501 (2007).

[34] J.Gomez et al."Measurment of the A-Dependence of Deep Inelastic electron Scattering", **Phys.Rev.Lett.D49,4348(1994)**.

[35] M. Diehl, "Generalized parton distributions.", Phys. Rept. 388 (2003)41 [hep-ph/0307382].

[36] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thome, and G. Watt, "Parton Distributions for the LHC", **Eur. Phys. J. C 63, 189 (2009)**.

[37] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne, "NNLO global parton analysis", **Phys. Lett. B 531, 216 (2002).**

Abstract

Calculating the mean square charge's radius of the proton and neutron is one of the most important topics in nuclear physics. In this study, by using the deep inelastic scattering data of electron that has been gained in Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), we plotted proton and deuteron's structure function. Afterward, by applying EMC effects to structure function of the deuteron, the neutron structure function is calculated as well. And in continuation, we calculated distribution functions of up and down quarks, $u_{\nu}(x)$, $d_{\nu}(x)$, in different way, by using parton model and the relation between structure function and parton's distribution functions and also offering a suitable form for distribution function of sea quarks. Then, a suitable model has been suggested for $H_q(x, \xi, t)$ that by considering this model and parton distribution functions are obtained, we calculated the mean square charge's radius of the proton and neutron. Finally, the curves which have been obtained for $u_{v}(x)$ and $d_{v}(x)$ are compared with other models and also, the obtained values for mean square charge's radius of the proton and neutron are compared with values obtained from other methods. It has been observed that our results are in a good agreement with those obtained from other methods.

Keywords: mean square charge radius; structure functions; GPD; parton distribution functions



Shahrood University of technology

Department of physics

MSc thesis

The study of the neutron charge density and its effect on the neutron charge radius using European Muon Collaboration (EMC) effects

Hassan haji Hosseini mojeni

Supervisor:

Dr. M. R. Shojaei

February 2016