

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده: فیزیک
گروه: فیزیک هسته‌ای

پراکندگی نوکلئون- نوکلئون در دو بعد در محدوده انرژیهای پائین و محاسبه سطح مقطع و
طول پراکندگی

دانشجو:
مریم امینی
استاد راهنما:
دکتر محمد رضا شجاعی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

شهریور ۱۳۹۲

دانشگاه صنعتی شاهرود
 دانشکده: فیزیک
 گروه: فیزیک هسته ای
 پایان نامه کارشناسی ارشد مریم امینی

تحت عنوان:

پراکندگی نوکلئون- نوکلئون در دو بعد در محدوده انرژیهای پائین ومحاسبه سطح مقطع و طول پراکندگی

در تاریخ توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک کارشناسی ارشد مورد ارزیابی و با درجه مورد پذیرش قرار گرفت.

امضاء	اساتید مشاور	امضاء	اساتید راهنما
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی:
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی:

امضاء	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضاء	اساتید داور
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:

خدای بزرگ را شاکرم که در پرتو لطف و عنایتش نوشتن این
مجموعه میسر شد.

تقدیم به

پدر و مادر عزیزم به ویژه همسر مهربانم که همواره راه گشای
مشکلاتم در تمام مراحل زندگی بوده اند. و بر خود واجب می دانم
زحماتشان را ارج نهاده و مراتب تشکر قلبی و باطنی خویش را از
الطاف و مهربانی های آنها ابراز دارم.

تشکر و قدردانی

حمد و سپاس پروردگار یکتا را که لطف و کرم بی کرانش اینجانب را نیز در بر گرفت تا به وسع توان خویش گامی کوچک در گستره علم و معرفت بردارم و میسر گشت تا از خرمن دانش و تجربه بزرگان و نیک اندیشان خوشه چینی کرده باشم.

اکنون به یاری خداوند متعال، این دوره از دوران تحصیل را به پایان رسانده ام هر چند واژه ها را یاری آن نیست که لطف و محبت و بزرگواریشان را که در تمام دوران زندگی ام جرعه نوش دریای مهر و محبتشان بوده ام به تصویر بکشم. اما به رسم ادب و احترام بوسه بر دستانشان زده و از حمایت ها و زحمات بی دریغ پدر و مادرم که همیشه دعای خیر آنها بدرقه راهم بوده است تشکر کنم و از همسر عزیزم بسیار متشکرم که بدون همکاری ایشان این کار اصلا امکان پذیر نبود. همچنین لازم می دارم که از زحمات استاد توانمندم جناب آقای دکتر محمد رضا شجاعی که با راهنمایی ها و نظرات ارزنده و صبر و حوصله فراوان، نقش مهمی در به ثمر رساندن این کار داشته اند صمیمانه تقدیر و تشکر نمایم بی تردید انجام این پایان نامه بدون همکاری و راهنمایی ایشان هرگز ممکن نبود. و همچنین از اساتید دوران تحصیلی کارشناسی ارشدم جناب آقایان دکتر سوهانی و دکتر حسن آبادی و دکتر توکلی به خاطر همه زحماتی که متحمل شدند سپاسگزارم. از جناب آقای پروفیسور رجبی و جناب آقای دکتر حسن آبادی که زحمت مطالعه و داوری پایان نامه را متقبل شده اند ممنونم. از دوستان بزرگووارم که مایه دلگرمی اینجانب بوده نهایت سپاسگزاری و امتنان را دارم.

تعهد نامه

اینجانب مریم امینی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد، رشته فیزیک هسته ای دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود، نویسنده‌ی پایان نامه‌ی **پراکندگی نوکلئون- نوکلئون در دو بعد در محدوده انرژیهای پائین و محاسبه سطح مقطع و طول پراکندگی** تحت راهنمایی دکتر محمدرضا شجاعی متعهد می‌شوم:

- 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 صنعتی شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام «دانشگاه صنعتی شاهرود» و یا «Shahrood University of Technology» به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به‌دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده‌اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

امضای دانشجو

تاریخ

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

یکی از اهداف اساسی در فیزیک هسته ای مطالعه و بررسی هسته ها و ساختار داخلی آنها است. در ابتدا ما به بررسی و شناخت هسته ها پرداختیم و دریافتیم مطالعه و بررسی هسته ها و ساختار داخلی آنها به طور مستقیم به آسانی امکان پذیر نیست. هنگامی می‌خواهیم نیروهای هسته ای و قوانین حاکم برهمکنش های ذرات بنیادی را مطالعه کنیم باید از تکنیک پراکندگی استفاده نموده و سطح مقطع پراکندگی و طول پراکندگی را حساب کنیم. پس مسئله پراکندگی یکی از مسائل مهم در فیزیک است. برای بررسی پراکندگی در مجاورت یک پتانسیل، باید معادله شرودینگر را با پتانسیل مربوطه حل کرد و ویژه مقادیر و تابع موج را بدست آورد. پس در مرحله دوم به بررسی روش های مناسب برای حل معادله شرودینگر پرداختیم و روش مناسب را مشخص کردیم. در مرحله بعد یک پتانسیل مرکزی مانند پتانسیل وود ساکسون را در نظر گرفتیم و در مجاورت این پتانسیل با استفاده از روش تحلیلی مناسب معادله شرودینگر را حل نموده ایم و ویژه مقادیر انرژی و تابع موج را بدست آورده و با تکنیک های مناسب در انرژی های مختلف به بررسی پراکندگی پرداخته ایم و سطح مقطع پراکندگی و طول پراکندگی را محاسبه نموده ایم. در مرحله بعد یک گام جلوتر گذاشته و یک پتانسیل دو بعدی را در نظر گرفتیم، در حالت دو بعدی نیز با در نظر گرفتن پتانسیل وابسته به دو متغیر (r, θ) محاسبات را به صورت تحلیلی انجام داده ایم در این پایان نامه ما با استفاده از تقری WKB و با استفاده از روش های مناسب به بررسی پراکندگی در مجاورت این پتانسیل دو بعدی پرداخته ایم، و سطح مقطع پراکندگی و طول پراکندگی را بر حسب جابجایی های فازی بدست آورده ایم.

کلمات کلیدی: پراکندگی نوکلئون - نوکلئون - طول پراکندگی - پتانسیل وود ساکسون - جابجایی فازی

- پراکندگی در دو بعد - سطح مقطع پراکندگی

فهرست مطالب

ی	فهرست شکل‌ها
ک	فهرست جدول‌ها
۱	فصل اول: پراکندگی
۲	۱-۱ مقدمه
۲	۲-۱ خواص نیروهای هسته‌ای
۶	۳-۱ پراکندگی کلاسیکی
۷	۴-۱ پراکندگی کوانتومی
۱۱	۵-۱ سطح مقطع پراکندگی
۱۴	۶-۱ قضیه اپتیکی
۱۵	۷-۱ تابع موج پراکنده از پتانسیل مرکزی
۱۶	۸-۱ طول پراکندگی
۱۸	۹-۱ پراکندگی کشسان و غیرکشسان
۱۹	۱۰-۱ پراکندگی در انرژی‌های پایین
۲۰	۱۱-۱ پراکندگی از کره سخت
۲۱	۱۲-۱ پراکندگی از یک چاه مربعی جاذب
۲۵	۱۳-۱ پراکندگی با پتانسیل دو بعدی
۲۷	فصل دوم: تقریب‌ها و پتانسیل‌های هسته‌ای
۲۸	۲-۱ مقدمه
۲۹	۲-۲ تقریب بورن
۳۱	۳-۲ پراکندگی کولنی و تقریب بورن
۳۲	۴-۲ تقریب WKB
۳۵	۵-۲ تقریب ایکونال

۳۹	۲-۶ پتانسیل های نوکلئون- نوکلئون.....
۴۰	۲-۶-۱ پتانسیل شبه حلقوی کراتزر تعمیم یافته.....
۴۱	۲-۶-۲ پتانسیل وود- ساکسون.....
۴۲	۲-۶-۳ پتانسیل وود- ساکسون استاندارد.....
۴۳	۲-۶-۴ پتانسیل یوکاوا.....
۴۳	۲-۶-۵ پتانسیل هولسن عمومی.....
۴۴	۲-۶۵-۶ پتانسیل اکارت.....
۴۶	فصل سوم: روش های حل معادله شرودینگر.....
۴۷	۳-۱ مقدمه.....
۴۸	۳-۲ دستگاه مختصات ژاکوبی.....
۵۰	۳-۳-۱ روش NU.....
۵۱	۳-۳-۲ کلیات روش NU.....
۵۴	۳-۴ روش ابر تقارن.....
۵۵	۳-۵ روش های عددی.....
۵۵	۳-۶ پتانسیل های بین ذره ای.....
۵۷	۳-۷ روش های مونت کارلوی کوانتومی وردشی.....
۶۰	۳-۸ معادلات دیفرانسیل و روش های عددی.....
۶۲	۳-۸-۱ حل معادلات دیفرانسیل به روش Rung-Kutta.....
۶۴	۳-۸-۲ مراحل روش R-K4.....
۶۶	فصل چهارم: محاسبه سطح مقطع پراکندگی، دامنه و طول پراکندگی.....
۶۷	۴-۱ مقدمه.....
۶۷	۴-۲ معادله شرودینگر با پتانسیل وود ساکسون.....
۷۰	۴-۳ محاسبه سطح مقطع پراکندگی و طول پراکندگی در مجاورت پتانسیل وود ساکسون.....
۷۵	۴-۴ محاسبه سطح مقطع و طول پراکندگی با پتانسیل دو بعدی.....

۷۶۴-۴-۱ معادله شرودینگر با پتانسیل دو بعدی
۷۷۴-۴-۲ معادله شعاعی شرودینگر به روش NU
۸۱۴-۴-۳ معادله زاویه ای شرودینگر به روش NU
۸۳۴-۴-۴ سطح مقطع و طول پراکندگی
۸۸ نتیجه گیری
۸۹ مراجع

فهرست شکل‌ها

- شکل (۱-۱) نیروی تانسوری در دوترون ۴
- شکل (۲-۱) اختلاف فاز حاصل از پراکندگی نوترون- پروتون در انرژی متوسط ۵
- شکل (۳-۱) پراکندگی کلاسیکی ۶
- شکل (۴-۱) پراکندگی کشسان ۷
- شکل (۵-۱) پراکندگی کوانتومی ۸
- شکل (۶-۱) موج منعکس شده و موج انتقالی ۹
- شکل (۷-۱) طرحی از آزمایش پراکندگی ۱۱
- شکل (۸-۱) تابع موج پراکنده ۱۷
- شکل (۹-۱) چاه مربعی جاذب ۲۱
- شکل (۱۰-۱) تابع موج زمانی که $a_0 < 0, KR \ll 1$ ۲۳
- شکل (۱۱-۱) تابع موج که $KR \rightarrow \pi/2$ ۲۴
- شکل (۱۲-۱) تابع موج زمانی که KR افزایش می‌کند ۲۵
- شکل (۱-۲) چگونگی پراکنده شدن ذرات ورودی ۳۱
- شکل (۲-۲) نموداری از تقریب پراکندگی ایکونال ۳۷
- شکل (۱-۴) نتایج تجربی سطح مقطع پراکندگی بر حسب انرژی های مختلف ۷۳
- شکل (۲-۴) نمودار انرژی بر حسب سطح مقطع پراکندگی ۷۴
- شکل (۳-۴) نمودار انرژی بر حسب دامنه پراکندگی ۷۴
- شکل (۴-۴) نمودار انرژی بر حسب طول پراکندگی ۷۵
- شکل (۵-۴) نمودار انرژی بر حسب سطح مقطع پراکندگی در حالت دو بعدی ۸۶
- شکل (۶-۴) نمودار انرژی بر حسب دامنه پراکندگی در حالت دو بعدی ۸۶
- شکل (۷-۴) نمودار انرژی بر حسب طول پراکندگی در حالت دو بعدی ۸۷

فهرست جدول‌ها

جدول (۱-۴) دامنه و سطح مقطع پراکندگی و طول پراکندگی با در نظر گرفتن پتانسیل وود ساکسون ۷۲

جدول (۲-۴) دامنه و سطح مقطع پراکندگی با در نظر گرفتن پتانسیل دو بعدی ۸۵

فصل اول

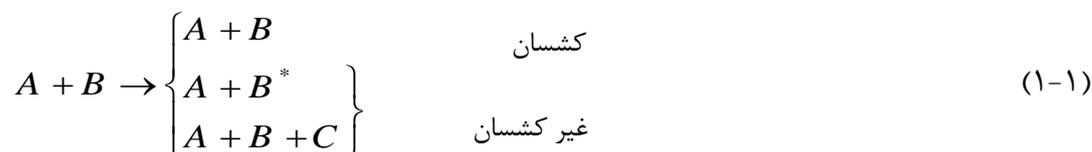
تئوری پراکندگی کلاسیکی و کوانتومی

۱-۱ مقدمه

نظریه پراکندگی یکی از مهمترین مسائل در فیزیک است:

- ◆ تقریباً همه اطلاعاتی که در مورد فیزیک هسته ای و اتمی جمع آوری شده است توسط آزمایش های پراکندگی کشف شده است، به عنوان مثال، کشف هسته رادرفورد، کشف ذرات زیر اتمی (مانند کوارک)، و ...
- ◆ در فیزیک انرژی پایین ، پدیده پراکندگی ارائه شده در مدل استاندارد ابزاری برای کشف سیستم های حالت جامد است، به عنوان مثال، نوترون، الکترون، پراکندگی اشعه ایکس ، و ...
- ◆ در حالت کلی می توان گفت مکانیک کوانتومی بدون پراکندگی بدون پیشرفت باقی می ماند [۱].

در یک آزمایش پراکندگی ایده آل ، یک پرتو شدیدی از ذرات (A) با اندازه حرکت (K) از یک هدف موضعی (B) پراکنده شده است . چند حالت ممکن است اتفاق بیفتد که عبارتند از: [۱]



در فیزیک هسته ای و فیزیک انرژی های بالا، معمولاً فرآیندها را غیرکشسان در نظر میگیرند. برای ساده شدن بحث، ما فرایندهای کشسان را در نظر میگیریم. چون هدف شناخت نیروهای هسته ای است ابتدا مقدمه ای در مورد نیروهای هسته ای و خواص آن ارائه می دهیم.

۲-۱ خواص نیروهای هسته ای

خواص نیروی بین نوکلئون-نوکلئون را می توان به دو روش متفاوت مطالعه کرد. هم به طور مستقیم از آزمایش های برخورد و یا به طور غیر مستقیم از استخراج اطلاعات از خواص سیستم های مقید یا

هسته ها. برخی از مهمترین نتایج در مورد نیروی قوی هسته ای یا نیروی هادرونی بین نوکلئون ها در زیر آورده شده است:

۱- این نیرو غالباً جاذب است. در غیر این صورت دافعه کولنی بین نوکلئون ها موجب فروپاشی هسته می گردید و هسته های پایدار نمی توانستند وجود داشته باشند. همچنین این نیرو در برابر سایر نیروها بسیار قوی است. می توان قدرت های نسبی برهمکنش ها را تا حدودی به صورت زیر در نظر گرفت:

$$10^{-42} / 10^{-13} / 10^{-2} \approx 1 / 10^{-2} / 10^{-13} / 10^{-42} \text{ گرانشی} / \text{ضعیف} / \text{الکترومغناطیسی} / \text{هادرونی}$$

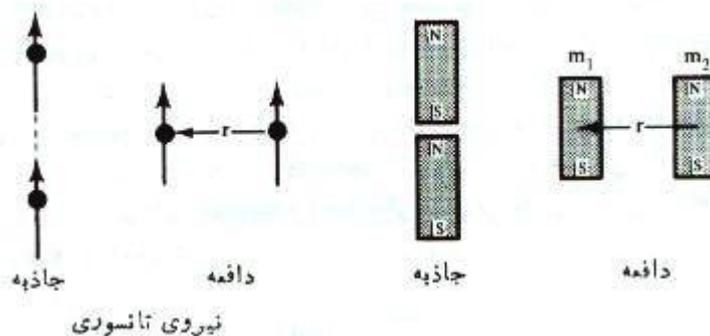
۲- نیروی هادرونی کوتاه برد است. آزمایش های اولیه پراکندگی α توسط رادرفورد نشان داد که حداکثر برد نیروی هسته ای باید در حدود چند فرمی باشد. مطالعات ویگنر می گوید که نیروی هسته ای باید دارای بردی در حدود ۱ فرمی و بسیار قوی باشد. [۲]

۳- نیروی هادرونی اشباع پذیر است. اگر بپذیریم که هر تک نوکلئون همه نوکلئون های اطراف خود را جذب می کند باید تعداد $\frac{A(A-1)}{2}$ زوج برهمکنش متمایز وجود می داشت در این صورت باید انرژی بستگی با $A(A-1) \approx A^2$ متناسب باشد و تمام هسته ها قطری برابر با برد نیروی هسته ای داشته باشند. هر دو پیش بینی انرژی بستگی متناسب با A^2 و حجم هسته ای ثابت برای هسته های $A > 4$ با تجربه مخالفت می کند. تجربه نشان داده است که حجم و انرژی بستگی برای اغلب هسته ها با عدد جرمی A متناسب اند و نیروی هسته ای اشباع پذیر است و هر نوکلئون درون هسته فقط تعداد محدودی از نوکلئون های دیگر را تحت تاثیر قرار می دهد جالب توجه است که در پدیده های شیمیایی نیز نیروی واندروالس رفتاری مشابه دارد. پدیده اشباع را می توان به دو روش مختلف توضیح داد هم از طریق نیروهای تبادلی و یا از طریق نیروهایی که در فواصل کوتاه برد به شدت دافعه هستند (سخت مغز). در پیوند های شیمیایی نیروهای تبادلی منجر به پدیده اشباع می شوند و نیروهای سخت مغز در مایعات کلاسیکی مسئولیت این پدیده را بر عهده دارند ولی از آزمایش های

پراکندگی هر دو عامل ذکر شده یعنی سخت مغز و نیروهای تبادلی دارای سهمی در پدیده اشباع دارند.

۴- نیروی بین نوکلئون ها در هسته به جهت گیری اسپین هر دو نوکلئون وابسته است. به عنوان مثال عدم مشاهده حالت تک تاییه در دوترون و همچنین وجود اختلاف سطح مقطع های حالت های تک تاییه و سه تاییه در آن ثابت می کند که علاوه بر جمله پتانسیل مرکزی در برهمکنش نوکلئون- نوکلئون جمله پتانسیل اسپینی را نیز باید در نظر گرفت. [۳]

۵- نیروی هسته ای شامل یک مولفه تانسوری (غیر مرکزی) می باشد. حالت پایه در یک پتانسیل مرکزی غالباً یک حالت s است بنابراین وجود حالت d در دوترون حاکی از این واقعیت است که نیروی هسته ای به طور خالص نمی تواند مرکزی باشد. انرژی های حالت هایی با $L \neq 0$ توسط پتانسیل مرکز گریز بالاتر برده می شود. نیروی غیر مرکزی که باعث ایجاد گشتاور چارقطبی در دوترون می شود را نیروی تانسوری می نامند. این نیرو به زاویه بین بردار واصل بین نوکلئون ها و بردار اسپین دوترون وابسته است. یک مثال ساده کلاسیکی برای این مورد مثال دو آهن ربای میله ای با گشتاورهای دوقطبی m_1, m_2 در آرایش سیگاری و آرایش قرصی می باشد. در آرایش سیگاری آهنرباها یکدیگر را جذب و در آرایش قرصی یکدیگر را دفع می کنند شکل (۱-۱) [۳-۲-۱].

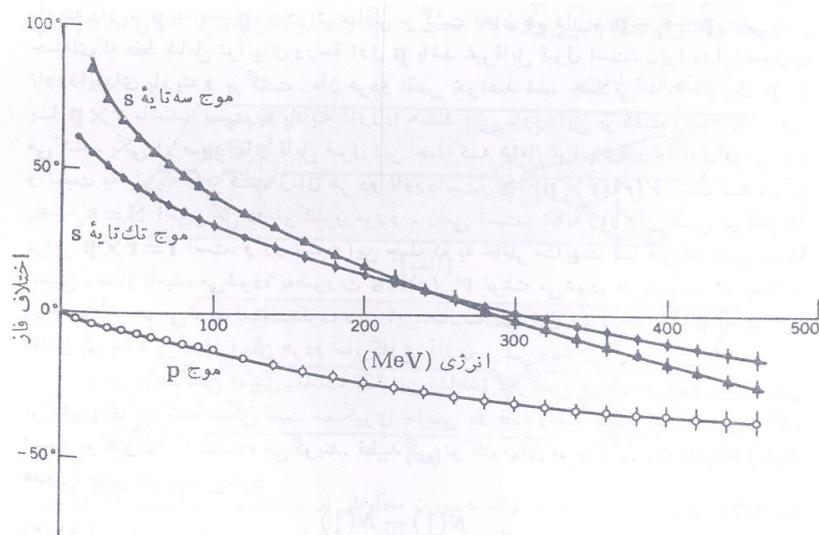


شکل (۱-۱): نیروی تانسوری در دوترون برای پیکربندی سیگاری شکل جاذبه و برای پیکره بندی قرصی شکل دافعه

است. با دو آهن ربای میله ای می توان مثالی کلاسیکی برای یک نیروی تانسوری ارائه داد.

۶- نیروهای هادرونی مستقل از بار هستند و پس از تصحیح برهمکنش الکترومغناطیسی نیروهای p-
p-n بین نوکلئون هایی که در یک حالت باشند یکسان است [۴].

۷- نیروی هادرونی در فواصل کوتاه تبدیل به دافعه می شود. اگر به طور ساده چگالی هسته ای را
مورد مطالعه قرار دهیم متوجه می شویم که رشد هسته در اثر افزایش نوکلئون ها به صورتی است که
چگالی مرکزی آن تقریباً ثابت است از این رو باید عاملی وجود داشته باشد که از تجمع و نزدیک
شدن بیش از حد نوکلئون ها جلوگیری می کند [۵].



شکل (۱-۲): اختلاف فاز حاصل از پراکندگی نوترون- پروتون در انرژی متوسط. تغییر اختلاف فاز موج S از مقادیر
مثبت به منفی در انرژی حدود 300 MeV نشان می دهد که در این انرژی ها نوکلئون فرودی با مغز دافعه در
برهمکنش نوکلئون- نوکلئون روبرو شده است.

۸- نیروی هادرونی به سرعت نسبی نوکلئون ها وابسته است. از آزمایشات برخورد شواهدی وجود دارد
مبنی بر اینکه نیروی نوکلئون- نوکلئون به سرعت نسبی نوکلئون ها وابسته است.
در ادامه برای شناخت خواص نیروهای هسته ای به بررسی پراکندگی و شناخت این پدیده می-
پردازیم.

۳-۱ پراکندگی کلاسیکی

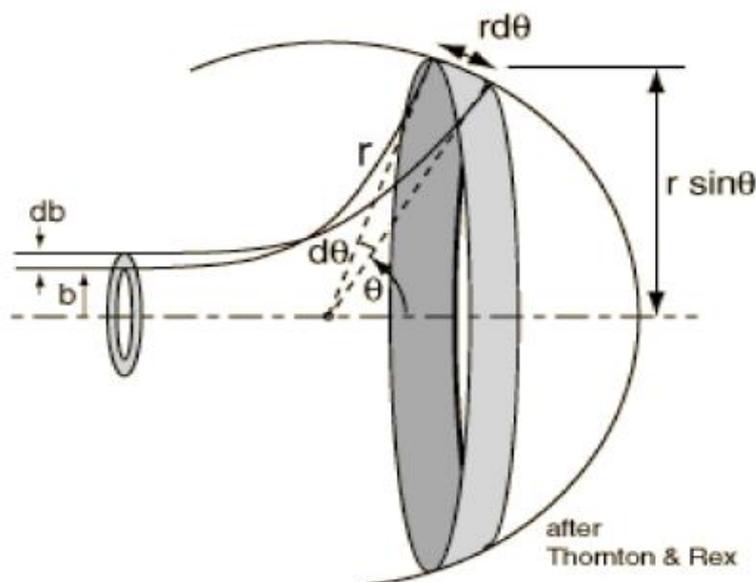
در مکانیک کلاسیک، برای پتانسیل مرکزی، $V(r)$ ، زاویه پراکندگی با پارامتر برخورد b ، مشخص می شود. تعداد ذرات پراکنده شده در هر واحد زمان بین θ و $\theta + d\theta$ ، برابر است تعداد ذرات پراکنده در واحد زمان بین b و $b + db$ ، [۶]. بنابراین، برای شار پراکنده شده، j_ℓ ، تعداد ذرات پراکنده به زاویه مشخص $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ ، در واحد زمان برابر است با

$$N d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta N = 2\pi b db j_\ell \quad (۲-۱)$$

بنابراین

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \equiv \frac{N}{j_\ell} = \frac{b}{\sin\theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right| \quad (۳-۱)$$

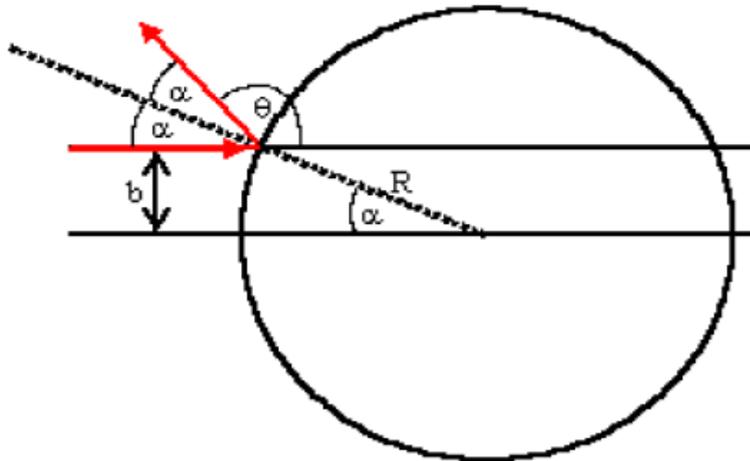
شکل (۳-۱) چگونگی پراکندگی کلاسیکی را نشان می دهد.



شکل (۳-۱): طرح کلی از پراکندگی را نشان می دهد، که در مرکز، پتانسیل قرار دارد و شار ورودی وقتی وارد ناحیه می شود که پتانسیل قرار دارد تحت تاثیر پتانسیل قرار گرفته و پراکنده می شود [۶].

در نتیجه خواهیم داشت:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{b}{\sin\theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right| \quad (4-1)$$



شکل (۴-۱): پراکندگی کشسان از کره سخت تحت زاویه مشخص.

پراکندگی کشسان از یک حوزه سخت (غیر قابل نفوذ):

$$b(\theta) = R \sin \alpha = R \sin \left(\frac{\pi - \theta}{2} \right) = -R \cos(\theta/2) \quad (5-1)$$

در یک نتیجه، در می یابیم که $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{R^2}{4}$ و $\left| \frac{db}{d\theta} \right| = \frac{R}{2} \sin(\theta/2)$ همانطور که انتظار می رود، سطح مقطع پراکندگی کل بصورت زیر خواهد بود:

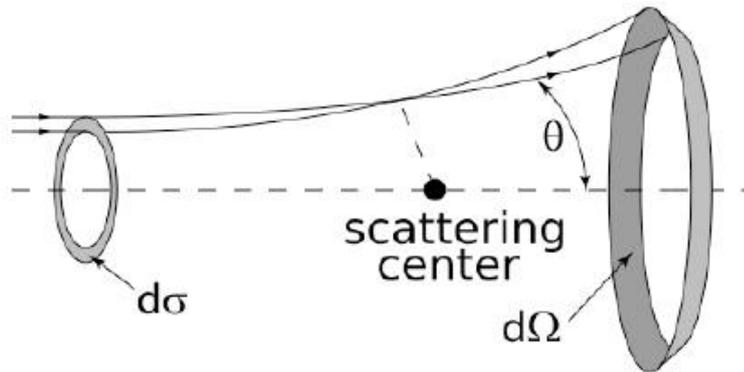
$$\int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} = \pi R^2 \quad (6-1)$$

که ناحیه پیش بینی شده در شکل (۴-۱) نشان داده شده است.

۴-۱ پراکندگی کوانتومی

ساده ترین آزمایش پراکندگی، برخورد موضعی موج تخت با پتانسیل $V(r)$ است، به عنوان مثال،

الکترون موثر در اتم ، و یا ذرات α در هسته. شاری از ذرات، همگی در انرژی یکسان ، از هدفی پراکنده می شوند و ذرات پراکنده توسط آشکارساز هایی که در زاویه انحراف قرار دارند اندازه گیری شده است ، شکل (۵-۱) [۷].



شکل (۵-۱): شاری از ذرات، همگی، از هدفی پراکنده می شوند و ذرات پراکنده توسط آشکارساز هایی که در زاویه انحراف قرار دارند اندازه گیری شده است. [۷]

در حالت کلی، اگر تمام ذرات ورودی با بسته های موج نشان داده شوند، برای حل معادله وابسته به زمان شرودینگر:

$$i \hbar \partial_t \Psi(r,t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \Psi(r,t) \quad (۷-۱)$$

و برای امواج خروجی دامنه های احتمال را پیدا می کنیم. اگر بسته موج به خوبی انرژی و جهت تکانه را مشخص کند، ممکن است موج تخت بصورت زیر در نظر گرفته شود:

$$\Psi(r,t) = \psi(r) e^{-iEt/\hbar} \quad (۸-۱)$$

بنابراین، برای حل معادله مستقل از زمان شرودینگر که بصورت زیر بیان میشود:

$$E \psi(r) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \psi(r) \quad (۹-۱)$$