بسم الله الرّحمن الرّحيم

دانشکده فیزیک

پایان نامه تحصیلی برای دریافت درجه کارشناسی ارشد رشته فیزیک

گرایش اتمی و مولکولی

بررسی جملات ماتریس‌گذار دوجسمی در تشکیل پوزیترونیوم در برخورد پوزیترون با یون مولکول هیدروژن

مؤلف :

سمیه امیری پیرجل

اساتید راهنما :

دکتر فریده شجاعی

دکتر رضا فتحی

استاد مشاور :

دکتر محمد آقا بلوریزاده

شهریورماه ۱۳۹۱

دانشگاه شهید باهنر کرمان

این پایان نامه به عنوان یکی از شرایط احراز درجه کارشناسی ارشد به

گروه فیزیک

دانشکده فیزیک

دانشگاه شهید باهنرکرمان

تسلیم شده است و هیچ گونه مدرکی به عنوان فراغت از تحصیل دوره مزبور شناخته نمی شود.

دانشجو: سمیه امیری

اساتید راهنما: ۱- دکتر فریده شجاعی

۲- دکتر رضا فتحی

استاد مشاور: دکتر محمدآقا بلوریزاده

داور ۱: دکتر محمدمهدی یزدانپناه

داور ۲: دکتر محمدحسین زندی

نماینده تحصیلات تکمیلی: دکتر حمید ارجمند کرمانی

حق چاپ محفوظ و مخصوص به دانشگاه شهید باهنر است.

تقدیم به:

پدر عزیز و مادر مهربانم

و به دستهای پر از مهر آنان که درخت جوانی‌ام را شکوفا نمودند و اینک به پاس آن همه ایثار ثمره تلاشم را به قلبهای مهربانشان تقدیم می‌کنم.

تشکر و قدردانی:

منت خدای را عزوجل که طاعتش موجب قربت است و به شکر اندرش مزید نعمت.

با تقدیر و تشکر شایسته از استاد بزرگوارم سرکار خانم دکتر فریده شجاعی که در کمال سعه صدر از هیچ کمکی دریغ ننمودند و همواره راهنما و راه‌گشای نگارنده در اتمام و اکمال پایان نامه بوده است و آرزوی قلبی خود را در جهت بهروزی و سعادت ایشان از درگاه خداوند متعال مسئلت دارم.

همچنین از جناب آقای دکتر محمد آقابلوریزاده و جناب آقای دکتر رضا فتحی به خاطر رهنمودهای ارزشمندشان بسیار سپاسگزارم.

باشد که این خردترین، بخشی از زحمات آنان را سپاس گوید.

صمیمانه‌ترین و خالصانه‌ترین تشکرات قلبی خود را به خانواده عزیزم تقدیم می‌کنم، که هر آنچه را بدست آورده‌ام، مدیون حمایت‌ها و هدایت‌های این بزرگواران می‌باشم.

چکیده:

در تحقیق انجام شده مدل سه جسمی برای بررسی ربایش الکترون در برخورد پوزیترون با یون مولکول هیدروژن در حالت پایه به کار گرفته شده است. در محاسبات از دامنه‌های پراکندگی فادیف- واتسون- لاولیس تا تقریب مرتبه دوم از حالت پایه هدف و گذار به حالت پایه پوزیترونیوم استفاده گردیده است. شکل انتگرالی دامنه‌های پراکندگی در این کانال، که بصورت اندرکنش مستقیم الکترونی و هسته‌ای می‌باشند، با در نظر گرفتن ماتریس گذار دو جسمی مشخص گردیده است. در محاسبه دامنه مرتبه اول الکترونی به جای ماتریس گذار، از پتانسیل برهم‌کنش و در دو دامنه دیگر از ماتریس گذار دو جسمی کولنی نزدیک پوسته انرژی بهره گرفته شده است. محاسبات در محدوده انرژی‌های میانی و بالا و در زاویه پراکندگی صفر تا ۱۸۰ درجه انجام پذیرفته است. در نهایت نتایج بدست آمده با سایر نتایج تئوری مقایسه گردیده است.

واژه‌های کلیدی: فادیف، ربایش الکترون، ماتریس گذار، دامنه پراکندگی

فهرست مطالب

عنوان **صفحه**

فصل اول: معرفی..... ۱
۱-۱ پراکندگی و اهمیت آن..... ۲
۱-۲ برخوردهای یون اتمی و یون مولکولی..... ۳
فصل دوم: مفهوم پراکندگی و سطح مقطع برخورد..... ۱۰
۲-۱ آزمایش پراکندگی..... ۱۱
۲-۲ کانال‌های برخورد..... ۱۱
۲-۳ سطح مقطع برخورد..... ۱۵
۲-۴ شکل مجانبی پراکندگی در برخورد دوجسمی..... ۱۶
۲-۵ معادله لیپمن شوینگر..... ۲۰
۲-۶ ماتریس گذارT..... ۲۳
فصل سوم: رهیافت فادیف در کانال ربایش الکترون..... ۲۶
۳-۱ معرفی..... ۲۷
۳-۲ رهیافت فادیف..... ۲۷
۳-۳ ملاحظات کلی دامنه پراکندگی..... ۳۰
۳-۴ ماتریس گذار دوجسمی..... ۳۸
۳-۵ مدل الکترون فعال..... ۳۹
فصل چهارم: محاسبات رهیافت فادیف در برخورد پوزیترون با یون مولکول هیدروژن..... ۴۱
۴-۱ توابع موج..... ۴۲
۴-۲ دامنه مرتبه اول بورن(هسته- الکترونی)..... ۴۴
۴-۳ دامنه مرتبه دوم بورن(هسته- الکترونی)..... ۴۴
۴-۴ دامنه بین‌هسته‌ای مرتبه اول ۵۳
۴-۵ دامنه پراکندگی و سطح مقطع جزیی و کل پراکندگی..... ۵۷
فصل پنجم: نتایج..... ۵۹
۵-۱ ربایش الکترون در تشکیل پوزیترونیوم..... ۶۰

۵-۲ نتیجه‌گیری ۷۸
پیوست‌ها ۷۹
الف: بررسی کلاسیکی مکانیزم توماس ۸۰
ب: نمونه‌ای از برنامه کامپیوتری ۸۴
منابع ۸۹

فصل اول:

معرفی

۱-۱پراکندگی و اهمیت آن

پراکندگی چارچوب مناسبی برای حل انواع مسائل را فراهم می‌کند. عمل دیدن به عنوان ابتدایی‌ترین راه مطالعه اشیاء نیز نوعی فرآیند پراکندگی است. نوری که به اشیاء می‌تابد در اثر پراکنده شدن به چشم رسیده، امکان دیدن آن را فراهم می‌آورد. از ابتدای تولد فیزیک جدید آزمایش‌های پراکندگی نقش مهمی را در توسعه آن ایفا کرده‌اند. در بیشتر شاخه‌های فیزیک از طریق تفسیر خطوط طیفی و توصیف نتایج آزمایش‌های پراکندگی به بررسی ساختار ذرات و برهم‌کنش‌ها چه از لحاظ تجربی یا نظری می‌پردازند. از دستاوردهای مهم در این زمینه می‌توان به موارد:

۱-کشف اشعه ایکس در سال ۱۸۹۵ توسط رونتگن

۲- پدیده فوتوالکتریک و اثرکامپتون که در بنیاد نهادن و پیشرفت فیزیک کوانتومی سهم عمده‌ای را داشته اند.

۳- آزمایش پراکندگی رادرفورد در سال ۱۹۱۱ که به کشف هسته اتم منجر شد.

۴- کشف نوترون در سال ۱۹۳۲ توسط چادویک[۱]

اشاره نمود.

مبحث پراکندگی دامنه وسیعی را در تحقیقات به خود اختصاص داده است. برای بررسی و شناخت خواص و ساختار هسته‌ها، اتم‌ها، مولکول‌ها و ذرات بنیادی و بررسی برهم‌کنش‌ها از نتایج آزمایشات پراکندگی استفاده می‌شود. بررسی پراکندگی با توجه به نوع و سرعت پرتابه و مشخصات هدف به یکی از روش‌های کلاسیکی، کوانتومی و کوانتومی نسبیتی می‌باشد.

مهمترین کاربرد پراکندگی در شناخت ماهیت نیروهای موجود در ماده چگال، هسته‌ی اتم و اتم است. در آزمایش‌های پراکندگی محدوده انرژی برخورد را به دو ناحیه برخورد با انرژی کم و برخورد با انرژی بالا تقسیم‌بندی می‌نمایند، ولی محدوده این تقسیم‌بندی در فیزیک اتمی و هسته‌ای یکسان نیست. ناحیه انرژی کم در فیزیک هسته‌ای حداقل چند ده مگا الکترون ولت بوده در صورتی که این ناحیه در فیزیک اتمی در حد الکترون ولت است. محدوده این تقسیم‌بندی را نسبت سرعت پرتابه به سرعت الکترون مقید و فعال در هدف تعیین می‌نماید. خاطر نشان می‌شود که منظور از انرژی‌های بالا حتماً سرعت‌های نسبیتی نیستند. بحث نسبیتی زمانی مطرح می‌گردد که

سرعت پرتابه قابل مقایسه با سرعت نور باشد و الکترون مقید و فعال در یک هدف سنگین مورد بررسی قرار گیرد. در این صورت می‌بایستی در مورد الکترون مقید معادله دیراک و در فرمول‌بندی برخورد، سینماتیک نسبیتی را مورد بررسی قرار داد[۲].

در این پایان نامه، هدف یون مولکول هیدروژن است که ساختار دو ذره‌ای برای آن فرض می‌شود، پرتابه پوزیترون بوده و سرعت‌ها در حدی است که روش حل غیر نسبیتی به‌کار می‌رود.

در برخورد غیرنسبیتی، سرعت پرتابه و سرعت الکترون در مقایسه با سرعت نور کوچک فرض شده است، برخوردهای غیر نسبیتی را می‌توان از نظر انرژی به دو دسته تقسیم کرد:

۱- برخوردهای کم انرژی، در این برخورد فرض بر آن است که سرعت فرودی پرتابه از سرعت اولیه و نهایی الکترون مقید و فعال در برخورد کوچکتر باشد.

۲- برخوردهای پرانرژی، در این برخورد سرعت فرودی پرتابه از سرعت اولیه و نهایی الکترون بزرگتر است.

وقتی که سرعت برخورد مقداری بین این دو سرعت باشد یا مرتبه بزرگی آن با این سرعت‌ها قابل مقایسه باشد دو ناحیه انرژی هم‌پوشی می‌کنند. در ناحیه انرژی متوسط سرعت برخورد به طور متوسط چند برابر سرعت قیدی الکترون در حالت اولیه و نهایی است ولی در انرژی‌های بالا این سرعت بیشتر از سرعت قیدی الکترون در حالت اولیه و نهایی است پس مرز معینی بین این دو ناحیه تقسیم وجود ندارد.

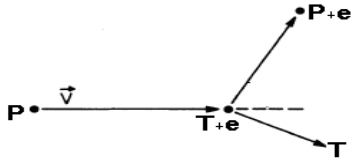
۱-۲ برخورد های یون اتمی-یون مولکولی

فیزیک اتمی با برهم‌کنش‌های موجود در طبیعت سر وکار دارد. بخش عمده‌ای از اطلاعاتی که از تحلیل و بررسی نتایج برخوردهای یون- اتمی حاصل می‌شود در اکثر شاخه‌های فیزیک از جمله نجوم [۳-۴]، فیزیک پلاسما [۵-۶]، فیزیک ماده و چگال [۷]، فیزیک جو و زمین [۸-۹] کاربرد دارد. در مبحث برخورد پدیده‌های گوناگونی، از قبیل انتقال بار (ربایش الکترون)، تهییج، و یونیزاسیون مطرح می‌باشد. در بین تمامی فرآیندهای ممکن در مبحث پراکندگی ربایش الکترون در برخوردهای یون- اتمی و یون- مولکولی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. برای اینکه در یک برخورد یک الکترون ربوده شود، باید زیر سیستم مرکب از یون پرتابه و الکترون مقدار زیادی از انرژی جنبشی داخلی خود را در سیستم مرکز جرم از دست بدهد، در فرآیند ربایش

الکترون در سرعت‌های فرودی نانسبیتی و بالا چندین مکانیزم وجود دارد که عبارتند از: رابایش تابشی، پراکندگی رو دررو، پراکندگی دوگانه.

۱-پراکندگی یگانه (رابایش تابشی): اولین مطالعات بر روی فرآیند انتقال بار الکتریکی با بررسی رابایش تابشی توسط اوپنهایمر[1] [۱۰] آغاز گردید و سپس توسط برینکمن[2] و کرامرز[3] [۱۱] در چارچوب مکانیک کوانتومی ادامه یافت. در این فرآیند چون انرژی یون پرتابه در مقایسه با انرژی الکترون بزرگتر است، الکترون آزاد فرض می‌شود، بنابراین در اثر برخورد پرتابه با هدف ضمن انتقال الکترون یک فوتون پرانرژی تابش می‌شود. در این مکانیزم هسته هیچ نقشی را ایفا نمی‌کند، به همین دلیل به محاسبه جمله اول تقریب بورن می‌پردازد و سطح مقطع ناشی از آن در سرعت‌های بالا ناچیز بوده و در نتیجه نادیده گرفته می‌شود.

۲- پراکندگی رودررو: این ساز وکار اولین بار توسط ماپلتون[4] [۱۲] ارائه شده است، پرتابه با هسته هدف که در دستگاه آزمایشگاه ساکن است برخورد کرده و انرژی داخلی زیر سیستم پرتابه-الکترون به یون هدف منتقل شده و به جلو رانده می‌شود و سپس پرتابه در محل هدف ساکن باقی می‌ماند، و با الکترون حالت قیدی را تشکیل می‌دهند به همین دلیل به آن رابایش رودررو گفته می‌شود که یک برخورد یگانه است، در این مکانیزم باید جرم پرتابه و هسته هدف تقریباً با هم برابر باشند و توسط اولین جمله بورن توصیف می‌گردد، پتانسیل اختلال در این نوع پراکندگی همان پتانسیل برهم‌کنش بین دو هسته است، در مکانیزم رودررو برخلاف مکانیزم رابایش تابشی الکترون در برخورد نقشی ندارد و برخورد بین یون‌های هدف و پرتابه است.



شکل۱-۱: مکانیزم پراکندگی رودررو در فرآیند رابایش الکترون

۳- پراکندگی دوگانه: فرآیند دوگانه پراکندگی مهمترین مکانیزم در تقریب‌های مرتبه بالا، برای برخوردهای اتمی- مولکولی به شمار می‌رود. این فرآیند در ابتدا توسط توماس[5] [۱۳] در

[1] Oppenheimer
[2] Brinkman
[3] Kramers
[4] Mapleton
[5] Thomas

چارچوب مکانیک کلاسیک ارائه گردیده است و سپس دریسکو[1] [۱۴] آن را در چارچوب مکانیک کوانتومی مطرح کرد، در مکانیزم توماس پراکندگی دوگانه‌ای برای ربایش الکترون مطرح می‌گردد. اهمیت این پدیده در دو مرحله‌ای بودن آن است، در این فرآیند دو مرحله‌ای، ابتدا پرتابه با الکترون هدف برخورد کرده و الکترون را تحت زاویه ۶۰ درجه پراکنده می‌سازد و سپس الکترون پراکنده شده با هسته هدف برخورد کرده و در جهت پرتابه پراکنده می‌شود و در نهایت با پرتابه دستگاه مقید می‌سازد. پس از مرحله دوم، الکترون دارای سرعتی است که از نظر جهت و اندازه تقریباً با سرعت یون پرتابه برابر است. زاویه پراکندگی نهایی نسبت به راستای فرودی پرتابه تقریباً با بکار بردن قانون بقای اندازه حرکت برابر است با:

$$Sin\theta_T = \sqrt{1-\frac{(m+M_P)(2M_PM_T - m(m+M_T))^2}{4M_P^2M_T(M_PM_T - m^2)}} \qquad (۱-۱)$$

به θ_T زاویه توماس گفته می‌شود. m جرم الکترون و M_P جرم پرتابه و M_T جرم هدف است، با بکار بردن قوانین ساده مکانیک محل این قلّه در برخورد، زمانی که هدف در برخورد مولکول باشد، احتمال تداخل بین دومین پراکندگی الکترون با هسته مولکول بالا می‌رود امّا به دلیل اینکه اوّلین برخورد بین الکترون و پرتابه صورت می‌گیرد محل قلّه توماس تغییر نمی‌کند فقط ممکن است شکل و ارتفاع این قلّه تغییر نماید. در سرعت‌های بالای پرتابه، با توجه به کوچک بودن زمان برخورد، مولکول فرصت نوسان یا دوران پیدا نکرده و لذا می‌توان از تقریب ثابت بودن هسته استفاده نمود. این تقریب این امکان را می‌دهد تا بتوان در محاسبات سطح مقطع، دامنه ربایش الکترون را به صورت پارامتری وابسته به فاصله‌ی بین‌هسته‌ای در نظر گرفت. بین ربایش الکترون توسط پروتون و پوزیترون اختلافاتی وجود دارد و این اختلاف در قلّه توماس دیده می‌شود، در حالتی که پرتابه پوزیترون باشد، چون جرم آن برابر جرم الکترون است، با توجه به رابطه(۱-۱) قله توماس در زاویه ۴۵ درجه مشاهده می‌شود اما وقتی پرتابه پروتون است این قله در زاویه ۰/۴۷میلی رادیان دیده می‌شود.

برای توصیف فرایند ربایش الکترون در مکانیک کوانتومی تئوری‌های گوناگونی ارائه گردیده است، که هرکدام قسمتی از داده‌های آزمایشگاهی را توجیه می‌کند. این تئوری‌ها در دو دسته تقسیم‌بندی می‌شوند: دسته اول فرمول‌بندی‌های اختلالی هستند[۱۵] که بر تقریب بورن مبتنی می‌باشند در این فرمول‌بندی‌ها پتانسیل‌های اختلالی برخوردهای چندگانه‌ی بین سه ذره‌ای،

[1] Drisko

پتانسیل‌های دوجسمی بین پرتابه، هدف و الکترون، را توصیف می‌کنند و به همین دلیل پتانسیل‌های دوجسمی، نقش اساسی در فرمول‌بندی‌های مذکور را بر عهده دارند.

دسته دوم فرمول‌بندی‌های فادیف[1] [۱۷،۱۶] در برخوردهای سه‌جسمی می‌باشند، در این دسته پتانسیل‌های برهم‌کنش دوجسمی را با عملگرهای گذار دو ذره‌ای، جایگزین می‌کنند. رهیافت فادیف بر اساس تبدیل برخوردهای سه یا چند جسمی به برخوردهای دوجسمی بنا گردیده است. عملگرهای گذار شامل بی نهایت جمله از جملات بورن هستند، در واقع رهیافت فادیف بازچینی دوباره از جملات بورن است.

در این فرمول‌بندی سهم برهم‌کنش‌های بین‌هسته‌ای که اغلب مخالف صفر هستند، نیز در نظر گرفته می‌شوند، بنابراین انتظار می‌رود که نتایج حاصل از فرمول‌بندی فادیف بهتر از سایر فرمول‌بندی‌ها باشد. از طرف دیگر، زمانیکه سطح مقطع کل مورد نظر است، روش‌های اختلالی مبتنی بر رهیافت بورن توافق خوبی با آزمایش دارند. اما زمانیکه برای آزمودن بهتر و جدی‌تر مدل‌های نظری سطح مقطع‌های جزیی را نیز با داده‌های آزمایشگاهی مقایسه می‌شوند، مشاهده می‌گردد که چنین مقایسه‌ای توافق چندان مطلوبی را نشان نمی‌دهد. یکی از دلایل این اختلاف آن است که تقریب‌های ذکر شده اغلب تک کانالی هستند، یعنی سهم بازچینی ذره‌ی نهایی ناشی از دیگر کانال‌های واکنشی و تداخل بین حالت‌های مختلف در یک کانال معین را شامل نمی‌شود. حال آنکه روش‌های مبتنی بر رهیافت فادیف همه کانال‌های واکنشی ممکن را در برمی‌گیرد و سطح مقطع کل را به عنوان نتیجه‌ای از توصیف صحیحی از سطح مقطع‌های جزیی متناظر بدست می‌دهد. به علت پیچیدگی‌های ساختمان داخلی ذرات و عدم شناخت دقیق توابع موج از روش‌های تقریبی برای محاسبه سطح مقطع برخورد استفاده می‌کنند. یکی از تقریب‌های مورد نظر، تقریب ضربه‌ای است(IA)[2] در این تقریب زمان دور زدن الکترون در مدار اولیه‌اش نسبت به زمان برهم‌کنش بین هسته فرودی و هدف، بزرگ فرض می‌شود. این تقریب توسط بریگز[3] [۱۸] برای انتقال بار به کار رفته است. تقریب پتانسیل قوی بورن(SPB)[4] توسط ماسک[5] و همکارانش[۱۹] برای محاسبه سطح مقطع ربایش الکترون هدف توسط پرتابه به‌کار رفته است.

[1] Faddeev
[2] Impulse Approximation
[3] Briggs
[4] Strong Potential Born
[5] Macek

همچنین تقریب موج واپیچیده بورن[1](DWB) توسط تالبجرگ[2] و بریگز [۲۰] برای رباییش الکترون به کار رفته است. رباییش الکترون از حالت پایه هیدروژن اتمی توسط برخورد اتم‌های هیدروژن‌گونه نیز کاری است که یانا[3] و همکارانش[۲۱] با استفاده از مفهوم مسئله چند جسمی انجام داده‌اند، آن‌ها برهم‌کنش الکترون – الکترون را به طور صریح در پتانسیل اختلال وارد نموده‌اند. در زمینه برخوردهای مولکولی حل دقیق مسئله بسیار مشکل است. در بحث برخوردهای مولکولی مانند برخوردهای اتمی پدیده‌هایی مانند رباییش الکترون و یونیزاسیون و ... مطرح می‌باشد. در زمینه سیستم‌های مولکولی نیز روش‌هایی مشابه سیستم‌های اتمی بررسی شده است. توان[4] و جرجوی[5] [۲۲] رباییش الکترون از هدف مولکولی را در تقریب اوپنهایمر- برینکمن- کرامرز مورد بررسی قرار داده‌اند. بعد از آن چنگ[6] [۲۳] در زمینه هدف‌های مولکولی کار تجربی تجربی انجام داد که وابستگی سطح مقطع دیفرانسیلی رباییش الکترون به جهت‌گیری مولکول را نشان داده است. در مقاله دیگر دب[7] [۲۴] و آلستون[8] [۲۵] سطح مقطع پراکندگی از هدف مولکولی را به صورت تابعی از زاویه پراکندگی در جهت‌گیری ثابت مولکولی را مورد بررسی قرار داده‌اند. محاسبات پراکندگی الکترون یا پوزیترون با مولکول‌ها بسیار پیچیده‌تر از محاسبات متناظر با پراکندگی با اتم‌هایی که شامل تعداد الکترون یکسانی هستند، می‌باشد. مطالعاتی در زمینه پراکندگی پوزیترون‌ها با مولکول‌هایی مانند H_2 و N_2 و سیستم‌های بسیار پیچیده انجام گرفته است[۲۶-۲۷]. ساده‌ترین سیستم مولکولی یون مولکول هیدروژن است که پراکندگی الکترون و پوزیترون با این یون گزارش شده است[۲۸-۲۹-۳۰].

محاسبات پراکندگی پوزیترون با یون مولکول هیدروژن با وجود آنکه هدف باردار شده است، به دلیل وجود یک الکترون در یون مولکول هیدروژن، آسانتر از محاسبات متناظر با پراکندگی پوزیترون با مولکول هیدروژن می‌باشد. تا آنجایی که تحقیق شده است، اولین محاسبات شامل پوزیترون‌ها توسط فایسل[9] [۳۱] برای سطح مقطع تهییج نوسانی پراکندگی پوزیترون با یون مولکول هیدروژن انجام شده است.

---

[1] Distorted Wave Born
[2] Taulbjerg
[3] Jana
[4] Tuan
[5] Gerjuoy
[6] Cheng
[7] Deb
[8] Alston
[9] Faisal

آرمور[1] و فرانکلین[2] [۳۲] نتایجی برای پارامترهای پراکندگی تشکیل پوزیترونیوم در اثر برخورد پوزیترون با یون مولکول هیدروژن را با استفاده از روش کوهن در انرژی آستانه ۹/۴۵ الکترون ولت ارائه داده‌اند. ماسری[3] [۳۳] سطح مقطع کل تشکیل پوزیترونیوم در برخورد پوزیترون با اتم‌های هیدروژن را با استفاده از تقریب EFS-CDW[4] با داده‌های تجربی مقایسه کرده است. در ناحیه انرژی ۸۰ – ۱۰ الکترون ولت کاری توسط قوشال[5] [۳۴] در زمینه تشکیل پوزیترونیوم با استفاده از روش وردشی شوینگر کاری را انجام داده‌اند. قوشال[۳۵] در زمینه برخورد پوزیترون با هیدروژن اتمی با استفاده از تئوری موج واپیچیده (DWT) [۳۶] تشکیل پوزیترونیوم را در ناحیه انرژی میانه و بالا مورد بررسی قرار داده است و نتایج را با دیگر تئوری‌ها مقایسه کرده است. همچنین تنیسون[6] [۳۷] با استفاده از روش ماتریسR برخوردهایی از پوزیترون و الکترون با مولکول‌ها گزارش کرده‌اند.

مطالعه برهم‌کنش پوزیترون و الکترون با ماده یکی از موضوعات تحقیقی پایه است. این دو ذره در پزشکی، صنعت و فناوری کاربردهای مفید فراوانی یافته‌اند. باریکه پوزیترون ابزار مناسبی برای تعیین ناخالصی در مواد است. توسعه‌ی امروز میکروسکوپ‌های الکترونی و پوزیترونی می‌تواند به استفاده از این ذرات در کنترل کیفیت مواد به ویژه در صنعت نیمه‌هادی‌ها منجر شود. در پزشکی توموگرافی گسیل پوزیترون[7](PET) به ابزار مناسبی برای تصویربرداری پزشکی تبدیل شده است. بنابراین فهم مناسب چگونگی برهم‌کنش این ذرات با اجزای اساسی مواد نظیر اتم‌ها و مولکول‌ها ضروری است. چند دهه است که برهم‌کنش الکترون و پوزیترون با اتم‌ها در انرژی‌های پایین، متوسط و بالا موضوع حجم زیادی از مطالعات تجربی و نظری در فیزیک اتمی و مولکولی بوده است[۳۸-۳۹].

در این پایان نامه، فرمول‌بندی فادیف- واتسون- لاولیس در کانال ربایش الکترون مورد استفاده قرار گرفته‌است، و نتایج حاصل شده با سایر کارهای نظری موجود مقایسه شده‌است. در فصل دوم به مرور اجمالی در خصوص پراکندگی و معادلات لیپمن-شوینگر پرداخته‌خواهد شد. در فصل سوم اطلاعاتی هر چند مختصر درباره رهیافت فادیف و مدل الکترون فعال به خواننده منتقل

[1] Armour
[2] Franklin
[3] Macri
[4] Eikonal Final State-Continuum Distorted Wave
[5] Ghoshal
[6] Tennyson
[7] Positron Emission Tomography

خواهد شد. در فصل چهارم شکل انتگرالی دامنه‌های پراکندگی فادیف- واتسون- لاولیس (FWL)[1] تا تقریب مرتبه دوم برای کانال ربایش الکترون بدست آورده می‌شود. در نهایت فصل پنجم به بحث و بررسی نتایج حاصل شده از محاسبات اختصاص داده شده است. هدف اصلی در این پایان‌نامه بررسی برخورد پوزیترون با یون مولکول هیدروژن بوده، که به این منظور یک سیستم سه جسمی شامل پوزیترون به عنوان پرتابه و هسته یون مولکول هیدروژن به عنوان هدف و الکترون یون مولکول هیدروژن به عنوان یک ذره مستقل در نظر گرفته شده است. برای محاسبه سطح مقطع دیفرانسیلی ربایش الکترون در برخورد پوزیترون با یون مولکول هیدروژن از معادلات فادیف- واتسون- لاولیس استفاده شده، که این کار با استفاده مستقیم از تابع موج اولیه، نهایی و ماتریس‌گذار دوجسمی که شامل هر دو پتانسیل کولنی و کوتاه‌برد است در فرمول‌بندی فادیف- واتسون- لاولیس انجام می‌شود. به این منظور سه جمله از دامنه‌های گذار سطح مقطع جزیی محاسبه شده است. براساس توصیف کلاسیکی توماس از پدیده انتقال بار در دامنه‌های گذار مرتبه دوم و سطح مقطع‌های نظری و تجربی در انرژی بالا بایستی بیشینه موضعی به نام قله توماس در اطراف زاویه ۴۵ درجه برای تشکیل پوزیترونیوم مشاهده شود. اولین اندازه‌گیری تجربی که وجود قله توماس را در سطح مقطع جزیی ربایش الکترون نشان داده توسط وگت[2] [۴۰] در مورد برخورد پروتون با هیدروژن، هورشدال پدرسن[3] [۴۱] در مورد برخورد پروتون با هلیوم گزارش داده‌اند.

[1] Faddeev- Watson- Lovelace
[2] Vogt
[3] Horsdal- Pedersen

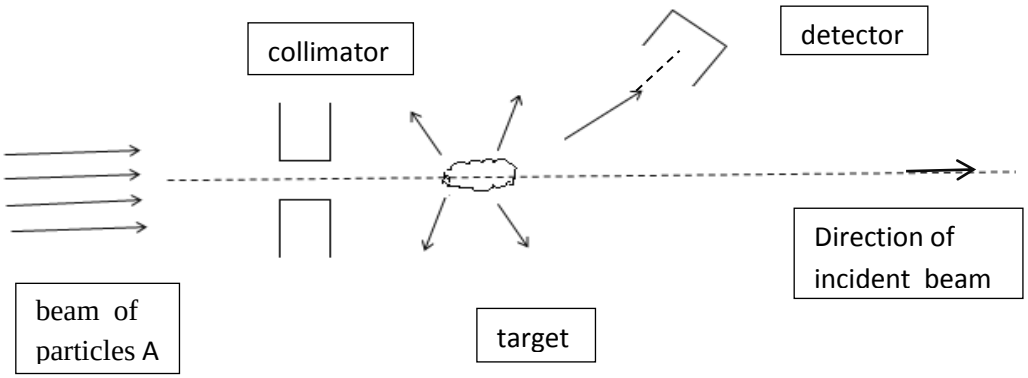
فصل دوم:

مفهوم پراکندگی

و سطح مقطع برخورد

۲-۱آزمایش پراکندگی

در شکل زیر نمایی از آزمایش پراکندگی ساده نشان داده شده است. ویژگی‌های این اجزاء در آزمایش‌های پراکندگی مختلف با هم فرق دارند، ولی عملکرد یکسانی را دارند. باریکه‌ای از ذرات تقریباً تک انرژی و موازی محور بعد از عبور از پنجره‌ای به نام موازی‌کننده با هدف برخورد می‌کند، هدف شامل ذراتی است که باید با ذرات فرودی برهم‌کنش داشته باشند، ذرات پراکنده‌شده توسط آشکارساز که در فاصلهD از هدف قرار دارد در زوایای سمتی و محوری مختلف آشکارشده و شمارش می‌شود. از روی نتایج حاصل پارامتری به نام سطح مقطع جزیی برخورد بدست می‌آید.



شکل ۲-۱: نمای کلی از یک برخورد نوعی

هدف اغلب آزمایش‌های پراکندگی، محاسبه سطح مقطع پراکندگی است. همانطور که در فصل اول بیان شد، نتایج مربوط به سطح مقطع پراکندگی در برخورد یون- اتم در اکثر شاخه‌های فیزیک از جمله نجوم، فیزیک پلاسما، فیزیک ماده و چگال، فیزیک جو و زمین کاربرد دارد. سطح مقطع پراکندگی مشاهده‌پذیری است که مطالعات نظری و تجربی را به هم مربوط می‌سازد. با اندازه‌گیری سطح مقطع برخورد صحت پتانسیل‌های برهم‌کنش و هامیلتونی پیش‌بینی شده، امتحان می‌شود و همچنین از روی نتایج اطلاعات مفیدی درباره برهم‌کنش‌ها و ساختار هدف می‌دهد.

۲-۲ کانال‌های برخورد

در یک فرآیند برخورد، به مجموعه ذرات فرودی و هدف قبل از برخورد، سیستم قبل از برخورد و به مجموعه ذراتی که بعد از برخورد حاصل می‌شود، سیستم بعد از برخورد گفته می‌شود. فرآیند

برخورد شامل سه مرحله می‌باشد: در مرحله اول دو ذره A وB در فواصل بسیار دوری از یکدیگر قرار دارند و برهم‌کنش بین آن‌ها قابل صرفنظر کردن است، در مرحله دوم که این دو ذره با سرعت نسبی مخالف صفر به سمت یکدیگر حرکت می‌کنند و در ضمن نزدیک شدن به یکدیگر برهم‌کنش آن‌ها قابل ملاحظه شده، در اثر برهم‌کنش دو یا چند ذره که عموماً دارای ساختار داخلی هستند تولید می‌شود، سپس در مرحله سوم ذرات پس از مدت زمان طولانی از یکدیگر دور می‌شوند و برهم‌کنش آن‌ها قابل صرفنظر کردن است، در این مرحله ذرات به صورت آزاد حرکت خواهندکرد. درآزمایش پراکندگی حالات اول و سوم مد نظر می‌باشند، که به آن حالات مجانبی گفته می‌شود.

در طی برهم‌کنش دو ذره A و B فرآیندهای مختلفی مشاهده می‌شود، از جمله فرآیندها می‌توان به انواع زیر اشاره نمود:

۱- برخورد کشسان: ساده‌ترین نوع برخورد، برخورد دوجسمی کشسان است و در این برخورد حالت درونی و ساختار داخلی ذرات هیچ تغییری ایجاد نمی‌شود، این برخورد را به صورت زیر نمایش می‌دهند:

$$A+B \rightarrow A+B \qquad (۱-۲)$$

۲- برخورد ناکشسان: ممکن است حالت درونی و ساختار داخلی یک یا هر دو ذره در خلال برخورد تغییر کند و با حالت جدید خود در کانال خروجی مشاهده شوند. در این فرآیند حالت دستگاه به حالت بالاتری می رود که به آن تهییج یا برانگیختگی می‌گویند.

$$\begin{aligned} &A+B \rightarrow A^{*}+B \\ &A+B \rightarrow A+B^{*} \\ &A+B \rightarrow A^{*}+B^{*} \end{aligned} \qquad (۲-۲)$$

۳- واکنش بازچینی: در این واکنش حالت درونی و ساختار داخلی ذرات تغییر می‌کند و ذرات جدیدی که از نظر ساختار داخلی با ذرات اولیه متفاوت می‌باشند، در کانال خروجی حاصل می‌گردد.

$$A+B \rightarrow C+D+E+..... \qquad (۳-۲)$$