بسم الله الرحمن الرحیم

دانشگاه اصفهان
دانشکده علوم
گروه فیزیک

پایان‌نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته فیزیک گرایش اتمی مولکولی

تشکیل پوزیترونیوم در برخورد پوزیترون با مولکول هیدروژن

استاد راهنما:
دکتر ابراهیم قنبری‌عدیوی

پژوهشگر :
اکرم هنرپیشه

مهرماه ۱۳۹۰

کلیه‌ی حقوق مادی مترتب بر نتایج مطالعات، ابتکارات و نوآوری‌های ناشی از تحقیق موضوع این پایان‌نامه متعلق به دانشگاه اصفهان است.

دانشگاه اصفهان
دانشکده علوم
گروه فیزیک

پایان‌نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش اتمی و مولکولی

خانم اکرم هنرپیشه تحت عنوان

تشکیل پوزیترونیوم در برخورد پوزیترون با مولکول هیدروژن

در تاریخ ۱۳۹۰/۷/۲۷ توسط هیأت داوران زیر بررسی و با درجه .....عالی..... به تصویب نهایی رسید.

۱ - استاد راهنمای پایان‌نامه	دکتر ابراهیم قنبری عدیوی	با مرتبه‌ی علمی استادیار	امضا
۲ - استاد داور داخل گروه	دکتر مالک باقری هارونی	با مرتبه‌ی علمی استادیار	امضا
۳ - استاد داور خارج از گروه	دکتر حسن ربانی	با مرتبه‌ی علمی استادیار	امضا

امضای مدیر گروه

گروه فیزیک
University of Isfahan
Department of Physics

چکیده:

دینامیک برخورد در هدف‌های چند الکترونی به علت زیاد بودن درجات آزادی بسیار پیچیده است. برای حذف این پیچیدگی‌ها معمولاً از یک مدل سه ذره‌ای مرکب از یون پرتابه، یون هدف و الکترون فعال استفاده می‌شود. در چنین مدلی، الکترون ربوده شده به عنوان الکترون فعال و سایر الکترون‌های وابسته به یون هدف یا یون پرتابه که قبل و بعد از برخورد ثابت فرض می‌شوند به عنوان الکترون‌های غیرفعال در نظر گرفته می‌شوند.

در این پژوهش، تشکیل پوزیترونیوم در برخورد پوزیترون با مولکول هیدروژن حالت پایه، با استفاده از مدل الکترون فعال مورد مطالعه قرار گرفته است. برای محاسبه‌ی دامنه‌ی گذار از تابع موج هارتری فوک مولکول هیدروژن به همراه تقریب اول بورن با شرایط مرزی صحیح استفاده شده است.

یکی از ویژگی‌های مهم ذرات، ماهیت دوگانه‌ی موجی- ذره‌ای آن‌است. برای نشان دادن ماهیت موجی ذرات در ابعاد میکروسکوپیک می‌توان از پدیده‌های تداخلی استفاده کرد. پراکندگی ذرات توسط مولکول‌های دو یا چند اتمی، یکی از فرایندهایی است که با نشان دادن الگوهای تداخلی ماهیت موجی ذرات را نشان می‌دهد. چنین الگوی تداخلی‌ای در محاسبه‌ی سطح مقطع جزئی پراکندگی پوزیترون از مولکول هیدروژن نیز مشاهده می‌شود که ناشی از تداخل سازنده یا ویرانگر دامنه‌های پراکندگی از دو مرکز مولکول هیدروژن است.

وابستگی رفتار نوسانی سطح مقطع جزئی ربایش الکترون به جهت مولکول و انرژی پرتابه مورد مطالعه قرار گرفته است. محاسبه‌ی میانگین سطح مقطع جزئی روی جهت‌های مختلف مولکول هدف در انرژی‌های مختلف انجام شده و مشاهده شده است که با میانگین‌گیری سطح مقطع‌های جزئی روی تمام جهت‌گیری‌های مولکول، نوسانات ناشی از تداخل بسته‌های موج پراکنده شده از دو مرکز اتمی، ناپدید می‌شوند. در پایان نیز سطح مقطع کلی ربایش الکترون برای پوزیترون فرودی در انرژی‌های مختلف محاسبه شده و با نتایج تجربی موجود مقایسه شده‌اند. روشی که در این پژوهش به کار گرفته شده است در واقع تعمیمی از روش به‌کار برده شده برای برخورد پروتون با مولکول هیدروژن است که نتایج به دست آمده از آن توافق بسیار خوبی با داده‌های تجربی دارد.

کلید واژه‌ها: ربایش الکترون، پوزیترونیوم، تقریب اول بورن، سطح مقطع، تداخل دو مرکزی

فهرست مطالب

۱ مقدمه **۱**

۱.۱ اهمیت پراکندگی ۱

۲.۱ فرایند ربایش الکترون در برخوردهای یون - اتمی و یون - مولکولی ۲

۳.۱ پوزیترون و تشکیل پوزیترونیوم ۵

۴.۱ مدل الکترون فعال ۱۳

۲ نظریه‌ی پراکندگی **۱۵**

۱.۲ مقدمه ۱۵

۲.۲ انواع برخورد ۱۶

۳.۲ پراکندگی کلاسیکی و کوانتومی ۱۷

۱.۳.۲ بقای انرژی ۲۱

۲.۳.۲ ماتریس T روی پوسته‌ی انرژی و دامنه‌ی پراکندگی ۲۲

۳.۳.۲ قضیه‌ی اپتیکی ۲۳

۴.۲ عملگر گرین و عملگر T ۲۴

۱.۴.۲ عملگر گرین ۲۴

۲.۴.۲ عملگر T ۲۷

۵.۲ سری بورن ۲۸

۱.۵.۲ شرایط همگرایی سری بورن ۲۹

۲.۵.۲ تقریب بورن ۳۰

۶.۲ روش امواج جزئی ۳۱

۷.۲ برخوردهای چند کانالی ۳۵

۱.۷.۲ معادلات لیپمن - شوینگر ۴۰

۲.۷.۲ عملگر T در برخورد چند کانالی ۴۰

۳.۷.۲ تقریب بورن در برخوردهای چند کانالی ۴۲

۳ فرمول‌بندی پراکندگی ۴۳
۱.۳ مقدمه ۴۳
۲.۳ ملاحظات کلی ۴۴
۳.۳ شکل انتگرالی دامنه‌های جزئی ۵۲
۱.۳.۳ دامنه‌ی جزئی هسته- الکترونی مرتبه اول ۵۲
۲.۳.۳ دامنه‌ی جزئی بین‌هسته‌ای ۵۳
۴.۳ تعیین توابع موج مقید و پتانسیل برهم‌کنش یون پرتابه و یون هدف ۵۴
۵.۳ تقریب‌های در نظر گرفته شده در شکل انتگرالی دامنه‌ها ۵۹
۱.۵.۳ تعیین شکل بسته‌ی دامنه مرتبه اول بورن ۶۰
۲.۵.۳ تابع موج ونگ و تقریب بیشینه‌ای ۶۱

۴ نتایج ۶۸
۱.۴ نتیجه‌گیری کلی ۷۵

لیست تصاویر

۱.۲ نمائی کلی از فرایند برخورد. ۱۶
۲.۲ مسیرهای پراکندگی قبل و بعد از برخورد ۱۸

۱.۳ بردارهای مکان به‌کار برده شده ۴۵
۲.۳ سه مجموعه‌ی متفاوت از مختصات ژاکوبی برای نمایش درجات آزادی سیستم سه ذره‌ای در چارچوب مرکز جرم ۴۷

۱.۴ سطح مقطع ربایش الکترون برای جهت‌گیری‌های مختلف مولکول هیدروژن و انرژی فرودی ۱۵۰ eV. ۶۹
۲.۴ سطح مقطع ربایش الکترون برای جهت‌گیری‌های مختلف مولکول هیدروژن و انرژی فرودی ۳۰۰ eV. ۷۰
۳.۴ مقایسه میان سطح مقطع‌های جزئی در صورت وجود جمله‌ی بین‌هسته‌ای و در صورت نبود جمله‌ی بین‌هسته‌ای برای انرژی ۴۰۰ eV در حالت $\theta_R = \frac{\pi}{4}$ و $\phi_R = \frac{\pi}{4}$ مولکول هدف. ۷۱
۴.۴ سطح مقطع جزئی در واحد اتمی برای یک جهت ثابت محور مولکول (عمود بر پرتوی فرودی) در انرژی‌های مختلف ۷۲
۵.۴ سطح مقطع جزئی ربایش الکترون که برای جهت‌گیری‌های مختلف مولکول هیدروژن در انرژی‌های فرودی ۱۰۰، ۲۰۰، ۳۰۰، ۴۰۰ و ۵۰۰ eV میانگین‌گیری شده است. . ۷۳
۶.۴ توزیع زاویه‌ای سطح مقطع‌های جزئی بر حسب θ_R در انرژی‌های مختلف فرودی. . . . ۷۴
۷.۴ وابستگی الگوهای تداخلی به فاصله‌ی جدائی بین هسته‌ای در انرژی‌های فرودی ۵۰۰ eV برای حالت $\theta_R = \frac{\pi}{2}$ و $\phi_R = 0$. ۷۵
۸.۴ توزیع زاویه‌ای سطح مقطع جزئی بر حسب θ_R در مقادیر مختلف R. ۷۶
۹.۴ سطح مقطع کل ربایش الکترون از مولکول هیدروژن در انرژی‌های فرودی ۲۰۰ eV - ۱۰۰۰. . . . . ۷۷

فصل ۱

مقدمه

۱.۱ اهمیت پراکندگی

یکی از روش‌های شناخت ساختار اتم‌ها و مولکول‌ها و توصیف پدیده‌های کوانتومی و میکروسکوپی، تفسیر خطوط طیفی یا بیناب‌نمایی است. روش قابل استفاده‌ی دیگر نظریه‌ی پراکندگی است. نظریه‌ی پراکندگی به عنوان یکی از نظریات بنیادی علم فیزیک در مطالعه‌ی پدیده‌های موجود در جهان کاربردهای وسیعی داشته و به دلیل توانایی‌ای که در توصیف برهم‌کنش‌های بین ذرات دارد، یکی از مهم‌ترین مباحث مکانیک کوانتوم است. برای درک نیروهای بین‌هسته‌ای و قوانین حاکم بر برهم‌کنش بین ذرات بنیادی نیز تنها روش قابل استفاده، به‌کارگیری نظریه‌ی پراکندگی ذرات گوناگون به وسیله‌ی هدف‌های مختلف است.

پراکندگی ذرات مادی و امواج الکترومغناطیسی توسط هدف‌های گوناگون راهی برای شناخت بسیاری از پدیده‌های ناشناخته‌ی طبیعی است. پدیده‌ی فوتوالکتریک و اثر کامپتون دو نمونه آزمایش پراکندگی است که نقش مهمی در ایجاد و توسعه‌ی فیزیک کوانتومی داشتند. آزمایش پراکندگی داویسون و گرمر نیز قدم اساسی در توسعه‌ی مکانیک موجی محسوب می‌شود.

رادرفورد در سال ۱۹۱۱ برای مطالعه‌ی ساختار اتمی، ورقه‌ی بسیار نازک طلا را به‌ی وسیله‌ی‌ی ذرات هدف مورد بمباران قرار داد و از مطالعه‌ی ذرات پراکنده شده هسته‌ی اتم کشف شد. در سال ۱۹۳۲

چادویک با بمباران عنصر بریلیوم توسط ذرات آلفا به کشف نوترون دست یافت. در آزمایش فرانک هرتز نیز مشاهده‌ی الکترون‌های پراکنده شده از بخار جیوه تأییدی بر وجود سطوح انرژی اتمی بود.

در حقیقت بیشتر دانش ما از جهان فیزیکی، از تجربه‌های پراکندگی ذرات است. کشف ذرات بنیادی، جوش و شکافت هسته‌ای، پدیده‌های حاصل از شتاب‌دهنده‌ها و غیره نمونه‌هایی از مطالعات انجام شده بر پایه‌ی نظریه‌ی پراکندگی هستند. از دیدگاه نظری نیز ارتباط بین دنیای ماکروسکوپی و دنیای زیر میکروسکوپی می‌تواند از طریق نظریه‌ی پراکندگی برقرار شود.

امروزه کارهای تجربی و نظری بسیاری در زمینه‌ی پراکندگی انجام شده است. پراکندگی ذرات باردار مختلف از جمله الکترون، پروتون و پوزیترون، یون‌ها و اتم‌های گوناگون از هدف‌های اتمی و مولکولی، برای گستره‌ی وسیعی از انرژی‌های مختلف از برخوردهای کم‌انرژی تا برخوردهای پرانرژی مورد مطالعه قرار گرفته است.

۲.۱ فرایند ربایش الکترون در برخوردهای یون - اتمی و یون - مولکولی

برهم‌کنش یون‌ها با اتم‌ها و مولکول‌ها نقش مهمی را در فرایندهای پیرامون ما دارند. یکی از این فرایندهایی که در این میان رخ می‌دهد فرایند انتقال بار یا ربایش الکترون است. از سال‌های آغازین ایجاد مکانیک کوانتومی تا به امروز بخش عمده‌ای از تحقیقات در زمینه‌ی پراکندگی‌های یون-اتمی و یون-مولکولی به بررسی فرایند انتقال بار اختصاص یافته است. در فیزیک اتمی انتقال بار، واکنشی است که در آن یک یا چند الکترون از یک سامانه‌ی اتمی به سامانه‌ی دیگر منتقل می‌شود. انتقال بار اولین بار توسط آندرسون در سال ۱۹۲۳ در طی آزمایشی که در آن ذرات آلفا از درون صفحات جذب کننده‌ی میکا عبور داده شدند کشف شد [۱]. تعداد یون‌های باردار He^+ و همچنین اتم‌های He خنثی ساطع شده از درون صفحات، در ربایش الکترون‌ها توسط ذرات آلفا سهم داشتند. رادرفورد نیز در سال ۱۹۲۴ ربایش الکترون توسط ذرات آلفا را از هوا و هیدروژن مورد بررسی قرار داد. مدت کوتاهی بعد از کشف تبادل بار توسط اندرسون، توماس در سال ۱۹۲۷ یک مدل نظری بر پایه‌ی مکانیک کلاسیک برای توصیف این نوع برهم‌کنش‌ها ارائه داد.

برای وقوع واکنش تبادل بار دو شرط لازم است: اول این‌که الکترون از قید هسته‌ی هدف رها شود و دوم این‌که الکترون رها شده توسط ذره‌ی پرتابه مقید شود. هر دو شرط توسط فاصله‌ی بین ذره‌ی هدف و ذره‌ی پرتابه تعیین می‌شود. در واقع برای این‌که الکترونی ربوده شود سامانه‌ی متشکل از یون پرتابه و الکترون باید مقدار بسیار زیادی از انرژی جنبشی داخلی خود را در سامانه مرکز جرم از دست بدهد. سه سازوکار

متفاوت که سهم مهمی در سطح مقطع جزئی ربایش الکترون دارند عبارتند از: برخورد رو در رو، فرایند تابشی و پراکندگی‌های دوگانه.

در فرایند اول یون پرتابه و یون هدف بدون ایجاد اختلال در حرکت الکترون جای خود را عوض می‌کنند. این فرایند تنها در صورتی رخ می‌دهد که جرم هسته‌های هدف و پرتابه تقریباً یکسان باشند. در این حالت انرژی داخلی زیر سامانه‌ی پرتابه-الکترون به یون هدف منتقل شده و به جلو رانده می‌شود. این فرایند اولین بار توسط ماپلتون[۱] بررسی شد.

در فرایند دوم، انرژی الکترون نسبت به انرژی پرتابه تقریباً ناچیز است و فرض می‌شود که الکترون آزاد است. بنابراین در این مورد هسته‌ی هدف تقریباً نقشی ایفاء نمی‌کند. در این فرایند انرژی داخلی زیر سامانه، به فوتون پرانرژی گاما منتقل می‌شود. تابش فوتون علاوه بر برقراری پایستگی انرژی، بقای اندازه حرکت را نیز تضمین می‌کند. این فرایند ابتدا توسط اپنهایمر[۲] و سپس توسط برینکمن[۳] و کرامرز[۴] در چارچوب مکانیک کوانتومی بررسی شد.

فرایند سوم، شامل پراکندگی‌های دوگانه است. یکی از انواع این فرایندها ابتدا توسط توماس[۵] در چارچوب مکانیک کلاسیک، معرفی و توصیف شد و سپس دریسکو[۶] آن را در چارچوب مکانیک کوانتومی مورد بررسی قرار داد. این فرایند، یک فرایند دو مرحله‌ای است. الکترون ابتدا به وسیله‌ی پرتابه و سپس توسط هسته‌ی هدف پراکنده می‌شود طوری که پس از دو پراکندگی متوالی، الکترون با سرعتی برابر با سرعت پرتابه پراکنده خواهد شد. بعد از انجام پراکندگی‌های دوگانه، زیر سامانه بیشتر انرژی خود را از دست می‌دهد و الکترون توسط هسته‌ی پرتابه جذب می‌شود. این نوع پراکندگی دوگانه به عنوان پراکندگی توماس شناخته می‌شود.

مطالعه‌ی فرایند انتقال بار نه تنها برای شناخت پایه‌ای برخوردهای بازچینی[۷] سودمند است بلکه این فرایند نقش مهمی در گستره‌ی وسیعی از پدیده‌های طبیعی مانند فرایندهای یونسفری، طراحی و عمل لیزر در ناحیه x تولید و فروافت پلاسمای جوی و آزمایشی دارد [۲، ۳]. پلاسما گازهای یونیده شده‌ی مرکب

[۱] Mapleton

[۲] Oppenheimer

[۳] Brinkman

[۴] Kramers

[۵] Tomas

[۶] Drisko

[۷] rearrengment

از یون‌های مثبت و الکترون‌ها هستند. انرژی جنبشی ذرات تشکیل دهنده‌ی پلاسما، دمای پلاسما را تعیین می‌کند. مسأله‌ی تعیین حالت فیزیکی سحاب سیاره‌ای در کیهان‌شناسی نیز مثالی دیگر از اهمیت شناخت دینامیک برخوردهای یون-مولکولی و به خصوص فرایند انتقال بار است. این اشیاء ابرهایی از هیدروژن با چگالی کم هستند، که اطراف یک سیاره‌ی مرکزی متمرکز شده‌اند. هیدروژن تقریباً تحت تابش یونیزه می‌شود و پلاسمایی با دمای $10^4\mathrm{K}$ را تشکیل می‌دهد. با تحلیل خطوط طیفی ناشی از یون‌ها می‌توان اطلاعات مهمی درباره‌ی حالت فیزیکی سحابه به دست آورد. یکی از ویژگی‌های مهم ذرات، ماهیت دوگانه‌ی موجی-ذره‌ای آن‌هاست. برای نشان دادن ماهیت موجی ذرات در ابعاد میکروسکوپیک می‌توان از پدیده‌های تداخلی استفاده کرد.

پراکندگی ذرات توسط مولکول‌های دو یا چند اتمی، یکی از فرایندهایی است که با نشان دادن الگوهای تداخلی، ماهیت موجی ذرات را نشان می‌دهد. به عنوان مثال هم محاسبات نظری و هم اندازه‌گیری‌های تجربی [۴] نشان می‌دهد که مولکول هیدروژن مانند یک دو شکافی یانگ برای پراکندگی پروتون و ربایش الکترون توسط این یون عمل می‌کند. در واقع فاز دامنه‌های پراکندگی ناشی از هر کدام از مرکزهای پراکنده‌ساز در هنگام برهم‌نهی بر روی آشکارساز می‌توانند مساوی یا با یکدیگر متفاوت باشند. اگر این دامنه‌ها به صورت هم‌فاز به هم برسند تداخل سازنده و اگر در فاز مخالف به هم برسند تداخل ویرانگر را نشان می‌دهند. بنابراین الگوی تداخلی نظیر آنچه که در آزمایش یانگ برای امواج الکترمغناطیس روی می‌دهد، را نیز در این مورد انتظار داریم. کارهای نظری انجام شده بر روی ربایش الکترون از هدف‌های مولکولی به دلایلی چون پیچیدگی کار با توابع موج مولکولی و بیشتر بودن تعداد ذرات درگیر در این حالت، تأثیر حالت‌های چرخشی و ارتعاشی ساختار داخلی مولکول روی سطح مقطع‌ها [۵] و وابستگی سطح مقطع‌ها به جهت مولکول، در مقایسه با موارد مربوط به هدف‌های اتمی کمتر است. با این وجود مطالعات نظری مختلفی در این زمینه انجام شده است.

اولین مدل نظری که به بررسی ربایش الکترون توسط پرتابه‌ی پروتون از مولکول هیدروژن پرداخت، توسط توان و جرجوی [۶] بر پایه‌ی تقریب اپنهایمر-برینکمن-کرامرز[۸] پیشنهاد شد. به علت این‌که در این مدل و مدل‌های مشابه‌ی دیگر سطح مقطع‌ها روی همه‌ی جهت‌های ممکن مولکول هدف میانگین‌گیری شده بود نمونه‌های تداخلی در سطح مقطع‌های مربوطه مشاهده نشد.

شینگال و لین [۷] با استفاده از مدل اربیتال‌های اتمی[۹] (AO) سطح مقطع‌ها را در برخورد پروتون و

[۸] Oppenheimer-Brinkman-Kramers

[۹] Atomic-orbital model

ذرات آلفا با مولکول هیدروژن محاسبه کردند. بر طبق این مدل تابع موج حالت پایه به صورت ترکیب خطی از اربیتال‌های دو اتم در نظر گرفته شد. دامنه‌ی رباییش الکترون در برخوردهای یون-مولکولی به صورت برهم‌نهی همدوس دامنه‌های رباییش الکترون در برخوردهای یون اتمی بررسی شد و فاز نسبی میان دامنه‌های جمع شده برحسب تابعی از سرعت پرتابه و جهت مولکول نشان داده شد.

دب و همکارانش [۸] سطح مقطع جزئی رباییش الکترون را برای یک جهت ثابت محور مولکول محاسبه کردند و نمونه‌های تداخلی ناشی از دو مرکز مولکول را نشان دادند. ونگ [۹] و کورچ [۱۰] نیز با استفاده از تقریب پارامتر فشردگی[۱۰]، وابستگی احتمال‌ها را به جهت پرتابه‌ی فرودی نسبت به محور مولکول بررسی و سطح مقطع کل را محاسبه کردند. تصویر مولکولی تقریب اول بورن با شرایط مرزی صحیح [۱۱] (BIB) توسط کورچ [۱۱] فرمول‌بندی شد. نظریه‌ی موج واپیچیده‌ی بورن[۱۲] (DWB)، موج واپیچیده‌ی پیوسته‌ی بورن [۱۳] (CDWB) و بسیاری نظریه‌های دیگر بر اساس فرمول‌بندی (BIB) بسط داده شد. در دو مطالعه‌ی نظری دیگر توسط منگ [۱۲] و الکاس [۱۳] برای محاسبه‌ی سطح مقطع کل انتقال بار در برخورد $p\text{-}H_2$ روش مونت کارلو به کار برده شد.

یکی دیگر از پیامدهای فرایند انتقال بار، تشکیل پوزیترونیوم است که از رباییش الکترون توسط پوزیترون در برخوردهای پوزیترون با اتم‌ها و مولکول‌ها به‌دست می‌آید. در این زمینه نیز کارهای نظری و تجربی بسیاری انجام شده است که در بخش بعد به آن می‌پردازیم.

۳.۱ پوزیترون و تشکیل پوزیترونیوم

نظریه‌ی مکانیک کوانتومی که توسط شرودینگر و هایزنبرگ پیشنهاد شد فقط برای پدیده‌های غیرنسبیتی کاربرد دارد. دیراک در سال ۱۹۳۰ با ترکیب نظریه‌ی نسبیت خاص و مکانیک کوانتومی موفق شد مکانیک کوانتومی را به قلمرو پدیده‌های نسبیتی بکشاند [۱۴]. نظریه‌ی جدید مکانیک کوانتومی نسبیتی، وجود ذره‌ی جدیدی به نام پوزیترون e^+ را پیش‌بینی کرد. پوزیترون اسپین ذاتی $\frac{1}{2}$ دارد و بنابراین فرمیون محسوب می‌شود. بر اساس نظریه‌ی تقارن بار-پاریته-زمان[۱۴] (CPT) که بیان می‌دارد قوانین بنیادی فیزیک، تحت سه عمل

[۱۰] Impact Parameter Approximation

[۱۱] The first order Born approximation with correct boundary conditions

[۱۲] Distorted Wave Born

[۱۳] Continum Distorted Wave Born

[۱۴] Charge-Parity-Time

ترکیبی شامل مزدوج ساختن بار، پاریته و وارونی زمانی ناوردا هستند، جرم، طول عمر، نسبت ژیرومغناطیسی و بزرگی بار الکتریکی پوزیترون با الکترون یکسان است و تنها بار آن مخالف الکترون است. این پاد ذره دو سال بعد از پیش‌بینی دیراک، توسط اندرسون به هنگام مطالعه‌ی رد به جای مانده از اشعه‌های کیهانی در یک اتاقک ابر کشف شد [۱]. ویژگی‌های پوزیترون به عنوان پاد ذره‌ی الکترون به طور کامل توسط نظریه‌ی الکترودینامیک کوانتومی QED توصیف می‌شود. در زمینه‌ی برخوردهای اتمی، اغلب کافی است به پوزیترون به عنوان ذره‌ای هم‌جرم با الکترون، اما با بار مخالف توجه شود. طبیعت پاد ذره‌ای پوزیترون فقط هنگامی که صحبت از نابودی می‌شود، قابل توجه است. پژوهش‌های اخیر فیزیک ذرات نشان می‌دهد که پوزیترون در خلاء ذره‌ای پایدار است و مشاهدات آزمایشگاهی در تأیید این نظریه نشان می‌دهند که یک تک پوزیترون را می‌توان برای بازه زمانی در حدود سه ماه به دام انداخت. با استفاده از نظریه‌ی CPT طول عمر ذاتی پوزیترون باید بزرگ‌تر از 4×10^{23} سال باشد.

زمانی که پوزیترون با یک ماده‌ی معمولی برخورد می‌کند نهایتاً پس از مدت زمانی که به طور معکوس متناسب با چگالی موضعی الکترون‌های ماده است توسط الکترون نابود می‌گردد. در ماده‌ی چگال طول عمرها عموماً کمتر از ۵۰۰ ps است در حالی که در گازها ۵۰۰ ps را می‌توان به عنوان حد پایین طول عمرها در نظر گرفت که در گازهایی با چگالی بالا رخ می‌دهد. پوزیترون می‌تواند توسط الکترونی از پوسته‌ی داخلی در یک فرایند غیر تابشی نیز نابود شود که این برهم‌کنش منجر به برانگیختگی هسته‌ای می‌گردد. محتمل‌ترین حالت برای فرایند نابودی، زمانی است که الکترون و پوزیترون در یک حالت تکتایی باشند که در این حالت فرایند نابودی با تابش دو فوتون گاما همراه است. به طور کلی فرایند نابودی می‌تواند با تابش سه یا تعداد بیشتری فوتون گاما هم اتفاق افتد. از جمله فرایندهای نابودی دیگر، فرایند نابودی غیر تابشی و فرایند نابودی تک فوتون گاما است که برای برقرای بقای انرژی و به طور همزمان بقای اندازه حرکت، باید هسته‌ی اتم یا کل آن وارد فرایند شود و از این‌رو احتمال رخداد آن‌ها بسیار کمتر از فرایند نابودی شامل دو فوتون گاما است. در هر دو فرایند، نابودی در اثر برهم‌کنش پوزیترون با الکترون‌های پوسته‌ی داخلی رخ می‌دهد. در فرایند نابودی غیر تابشی، انرژی آزاد شده حاصل از نابودی پوزیترون با یک الکترون مقید به الکترون مقید دیگر منتقل می‌شود.

به حالت مقید خنثی و شبه پایدار یک الکترون و یک پوزیترون، پوزیترونیوم گفته می‌شود که با علامت اختصاری (Ps) نشان داده می‌شود. پوزیترونیوم شبیه هیدروژن است و ساده‌ترین اتم موجود در یک سامانه QED است، که جرم آن برابر با نصف جرم اتم هیدروژن و شعاع آن دو برابر شعاع بوهر اتم هیدروژن، $2a_0$، است. چون جرم کاهش یافته‌ی اتم پوزیترونیوم نصف جرم کاهش یافته‌ی اتم هیدروژن است، بنابراین

انرژی قید حالت پایه‌ی پوزیترونیوم تقریباً ۶/۸ الکترون ولت است. ساختار پوزیترونیوم به طور قابل توجه‌ای با ساختار اتم هیدروژن متفاوت است و این تفاوت به سبب گشتاور مغناطیسی بزرگ پوزیترون نسبت به پروتون (گشتاور مغناطیسی پوزیترونیوم ۶۵۸ برابر گشتاور مغناطیسی پروتون است) و وجود اثرهای کوانتوم مکانیکی مثل نابودی مجازی می‌باشد [۱۵].

وجود پوزیترونیوم در سال ۱۹۳۴ توسط موهوروویسیک [۱۶] پیش‌بینی و سپس به طور تجربی توسط دیوتچ در سال ۱۹۵۱ کشف شد [۱۷].

پوزیترونیوم می‌تواند در دو حالت اسپینی یافت شود. حالت یگانه (S=۰) که در آن اسپین الکترون و پوزیترون پادموازی هستند، پارا پوزیترونیوم [۱۵] (p-Ps) نامیده می‌شود. در صورتی‌که حالت سه‌گانه را (S=۱) که در آن اسپین الکترون و پوزیترون موازی هستند، حالت اورتو پوزیترونیوم[۱۶] (o-Ps) می‌نامند. حالت اسپینی تأثیر بسزایی در ساختار ترازهای انرژی پوزیترونیوم دارد.

اتم‌های پوزیترونیوم اتم‌های بسیار ناپایداری هستند و بعد از تشکیل، در کمتر از یک ثانیه متلاشی شده و باعث تولید اشعه‌ی گاما می‌شوند. به علت برقراری پایستگی تکانه‌ی زاویه‌ای، پوزیترونیوم در حالت اسپینی S و تکانه‌ی زاویه‌ای مداری L تنها می‌تواند به تعداد n_γ فوتون گاما نابود شود به طوری‌که $[(-1)^{n_\gamma} = (-1)^{L+S}]$. این قانون گزینش نابودی‌های غیرتابشی و نابودی‌های تک فوتون گاما را مستثنی نمی‌کند اما با این وجود، این مدهای نابودی برای پوزیترون‌های آزاد ممنوع هستند. برای حالت پایه‌ی اتم پوزیترونیوم با تکانه‌ی زاویه‌ای صفر L=۰ نابودی حالت اسپینی یگانه به گسیل تعداد زوج فوتون و نابودی حالت اسپینی سه‌گانه به گسیل تعداد فرد فوتون می‌انجامد. بنابراین در غیاب هرگونه اختلالی، نابودی p-Ps با گسیل دو، چهار و غیره فوتون گاما و نابودی o-Ps با گسیل سه، پنج و غیره فوتون گاما همراه است. پارا پوزیترونیوم به طور معمول به دو فوتون با طول عمر ps ۱۲۵ در خلاء فرو افت می‌کند. برای اورتو پوزیترونیوم فرو افت دو فوتون به علت اندازه حرکت کل غیر صفر آن، ممنوع است. بنابراین اورتو پوزیترونیوم با یک فرایند مرتبه‌ی بالاتر به حداقل سه فوتون با انرژی کل MeV ۱/۰۲۲ فرو افت می‌کند. به این ترتیب طول عمر o-Ps بیشتر از طول عمر p-Ps و برابر ns ۱۴۲۱ است. در هر دو حالت فرایندهایی با مرتبه پایین‌تر، غالب است. با این حال واپاشی ۵ فوتونی نیز برای حالت اورتو پوزیترونیوم توسط ماتسوماتو در سال ۱۹۹۶ گزارش شده است. با توجه به آمار اسپین انتظار می‌رود که در یک برخورد کلی o-Ps و p-Ps با نسبت جمعیتی ۳ به ۱ تشکیل شده باشند. اکثر o-Ps تشکیل شده نهایتاً نابود می‌شود. بنابراین مد نابودی سه

[۱۵] Para-Positronium

[۱۶] Ortho-positronium

فوتون گاما برای پوزیترونیوم بسیار نیرومندتر از مد نابودی سه فوتون گاما برای پوزیترون است. طول عمر نابودی پوزیترونیوم برای حالت‌هایی با $L\neq 0$ بسیار بزرگ‌تر از حالت‌هایی با $L=0$ است.

پوزیترونیوم درست مثل هیدروژن می‌تواند با مقید شدن به یک الکترون، تشکیل یون منفی پوزیترونیوم را بدهد. وجود این یون اولین بار توسط ویل [۱۸] در سال ۱۹۴۶ مطرح شد و ویژگی‌های مختلف آن از طریق نظری مطالعه شد. وجود این یون به طور آزمایشی توسط میلز [۱۹] در سال ۱۹۸۱ نشان داده شد. استفاده‌ی اصلی پوزیترون در برخوردهای اتمی به عنوان یک پرتابه است. در ابتدا تصور می‌شد که آزمایش‌های انجام شده با پوزیترون در مقایسه با آزمایش‌های صورت گرفته با الکترون به علت نبود فرایند تبادلی، که باعث پیچیدگی نظری می‌شد، بهتر باشد. ولی به زودی مشخص شد فرایند تشکیل پوزیترونیوم در آزمایش‌های صورت گرفته با پوزیترون، محاسبات نظری را پیچیده‌تر می‌کند.

امروزه از پوزیترون بیشتر به عنوان پرتابه برای مطالعه‌ی فرایندهایی استفاده می‌شود که پوزیترونیوم یکی از محصولات برهم‌کنش در آن‌ها است. در واقع فیزیک پوزیترونیوم، شاخه‌ی مهمی از فیزیک اتمی است و در آن به طور مثال طیف نمایی گذارها در پوزیترونیوم [۲۰، ۲۱] و آزمایش‌هایی که در آنها پوزیترونیوم به عنوان یک هدف اتمی در برخورد با ذرات باردار در نظر گرفته می‌شود، بررسی می‌گردد. مطالعه‌ی برهم‌کنش‌های پوزیترون- ماده بخش عمده‌ای از تحقیقات را تشکیل می‌دهد. ساده‌ترین شکل چنین برهم‌کنش‌هایی برخوردهای دو جسمی با اتم‌ها و مولکول‌ها هستند. گرچه جنبه‌های این برهم‌کنش‌ها به طور مفصل مطالعه شده است ولی سؤالات زیادی در زمینه‌ی فیزیک اتمی، علم سطح و همچنین کاربردهای فن‌آوری مثل طیف سنجی بدون پاسخ مانده است. در مورد برهم‌کنش پوزیترون با اتم‌ها و مولکول‌ها در انرژی‌های پایین ($< 1\mathrm{eV}$) اطلاعات آزمایشگاهی نسبتاً کمی وجود دارد و بیشتر مطالعات در پراکندگی اتم-پوزیترون و مولکول-پوزیترون به استثنای اندازه‌گیری سطح مقطع کل، بر روی انرژی بیشتر از چند الکترون ولت متمرکز است. در نخستین آزمایش‌ها سطح مقطع جزئی پراکندگی کشسان محاسبه شد [۴۲] و سپس آزمایش‌هایی سطح مقطع یونش را با استفاده از آشکارسازی یون بررسی کردند [۲۴]. با پیشرفت پرتوهایی با شدت بالاتر اندازه‌گیری سطح مقطع دوگانه جزئی نیز انجام شد [۲۵، ۲۶]. همچنین مطالعاتی روی سطح مقطع جزئی سه‌گانه از مولکول هیدروژن انجام شده است [۵۲]. سطح مقطع‌های جزئی از لحاظ نظری مطلوب‌ترند، زیرا سطح مقطع‌های جزئی اثراتی را نشان می‌دهند که در سطح مقطع کلی مشاهده نمی‌شوند.

در زمینه‌ی برخوردهای اتمی با پوزیترون‌ها بین کار تجربی و کار نظری در انتخاب سامانه‌های مورد مطالعه تفاوت وجود دارد. فیزیک‌دانان تجربی ترجیح می‌دهند از هدف‌هایی مثل گازهای نجیب یا گازهای

مولکولی استفاده کنند به علت این‌که سطح مقطع نسبتاً بزرگ آن‌ها، شدت کم پرتوهای پوزیترون را جبران کند. در حالی‌که فیزیک‌دانان نظری از مولکول هیدروژن به علت این‌که ساده‌ترین مولکول از نظر ساختار الکتریکی است استفاده می‌کنند. البته از هدف‌هایی مانند فلزهای قلیایی و منیزیم نیز توسط بعضی از گروه‌ها استفاده شده است [۲۷].

همان طور که قبلاً بیان شد آزمایش‌های انجام شده در زمینه‌ی برخوردهای اتمی با پوزیترون‌های کم انرژی نسبت به همتای الکترونی خود خیلی کمتر است. کمترین انرژی در محاسبه‌ی سطح مقطع جزئی در انرژی eV ۲/۲ و برای آرگون انجام شد [۲۸]. گیلبرت و هم‌کارانش [۲۹] نیز با استفاده از یک پرتو مغناطیسی شده از پوزیترون‌های سرد، سطح مقطع جزئی در برخورد پوزیترون با اتم‌های Ar و Kr را در ناحیه‌ی انرژی ۰/۴ تا eV ۲ به دست آوردند. پیشرفت در این زمینه ارتباط نزدیکی با توسعه در فن‌آوری تولید پرتوهای پوزیترون کند دارد. تفاوت اصلی میان پوزیترون و پرتوهای الکترونی از منبع تولید ذرات ناشی می‌شود. در حالی‌که پرتوی الکترونی را می‌توان با استفاده از یک رشته‌ی گرمایی تولید کرد، این کار برای پوزیترون‌ها امکان‌پذیر نیست. در این مورد باید از یک رشته‌ی گرمایی ضد ماده استفاده کرد. پوزیترون‌ها می‌توانند از واپاشی ایزوتوپ‌های رادیواکتیو β^+ یا توسط تولید جفت $(e^+ - e^-)$ تولید شوند. شدت پوزیترون حاصل از یک منبع رادیواکتیو وابسته به فعالیت منبع و ایزوتوپ‌های موجود است. منابع با فعالیت بالا را می‌توان با افزایش سطح منبع ساخت که این کار همیشه مطلوب نیست. پوزیترون‌های تولید شده از منابع رادیواکتیو انرژی‌هایی در حدود نصف انرژی بیشینه‌ی طیف بتا یعنی کمتر از eV ۱۰۰ را دارا هستند و پوزیترون‌های تولید شده در فرایند تولید جفت می‌توانند به طور متوسط انرژی‌هایی در حدود چندین MeV را داشته باشند. بنابراین پوزیترون‌های تولید شده در هر دو مورد برای انجام اکثر آزمایش‌ها در فیزیک اتمی که از پرتوهایی با انرژی کم $(< 1\text{eV})$ استفاده می‌کنند، مناسب نیستند.

برای تولید پوزیترون‌های کم‌انرژی دو انتخاب وجود دارد: یکی انتخاب پوزیترون‌های کم‌انرژی از توزیع بتا و دیگری متراکم کردن توزیع بتا است. بر طبق قضیه‌ی لیوویل چنین متراکم سازی مکان-فضا یک فرایند غیر بازگشت پذیر را می‌طلبد. در این مورد ساده‌ترین فرایند، متوقف کردن پوزیترون‌ها در یک جامد است. پوزیترون‌ها کمتر از ps ۱۰ از درون یک جامد عبور می‌کنند و با طول عمر میانگین ps ۱۰۰ به اطراف پراکنده می‌شوند. این روش تشکیل پوزیترون‌های کم‌انرژی به عنوان تعدیل کننده[۱۷] معروف است.

تعدیل کننده MgO نخستین تعدیل کننده با کارآیی بالا است که توسط کانتر [۳۰] در سال ۱۹۲۷ کشف شد. با کشف تعدیل کننده MgO انقلابی در عرصه‌ی تولید پرتوهای کم‌انرژی پوزیترون روی داد.

[۱۷] moderation

یک پرتو پوزیترون با هر انرژی مطلوب را می‌توان دقیقاً با شتاب دادن پوزیترون‌های تعدیل یافته با انرژی نزدیک به صفر به‌دست آورد. با وجود این‌که امروزه می‌توان تعدیل کننده‌هایی با کارآیی بالا ساخت اما پوزیترون‌های زیادی هنوز از بین می‌روند. این کاهش، دلیلی برای شدت‌های ضعیف پرتوهای پوزیترون و مشکلات آزمایشگاهی است که از آن ناشی می‌شود.

تعدیل کننده‌ها به دو گروه مواد با تابع کار منفی و مواد با گاف نواری پهن طبقه‌بندی می‌شوند. به طور کلی پوزیترون‌های گسیل شده از مواد با تابع کار منفی انرژی‌شان چند الکترون ولت بیشتر از مقدار قابل انتظار از یک توزیع گرمایی است. یعنی پوزیترون‌ها، انرژی‌ای که به جامد می‌دهند را دوباره به‌دست می‌آورند. توصیف نظری این فرایند توسط تونگ [۳۱] ارائه شده است. در توابع کار برای الکترون‌ها و پوزیترون‌ها دو عامل نقش دارند. یکی پتانسیل شیمیایی ذره است که برای الکترون، مقدار انرژی است که الکترون لازم دارد تا از سطح فرمی به سطح خلاء برود. برای پوزیترون، نوار مقید مشابه‌ی وجود دارد که از مجموع برهم‌کنش دافعه با هسته و برهم‌کنش جاذب با الکترون‌های جامد تشکیل شده است. عامل دوم برای تابع کار، لایه‌ی دوقطبی تشکیل شده در سطح جامد است. در سطح، توزیع الکترون به سمت خارج و هسته‌های یون به سمت داخل متمایل می‌شود. در نتیجه یک لایه دو قطبی در سطح تشکیل می‌شود که شتاب را از الکترون گرفته و باعث می‌شود الکترون به سختی سطح را ترک کند، برای پوزیترون این اثر برعکس است و باعث می‌شود پوزیترون‌ها توسط سطح شتابی به دست آورند که اثر آن برخلاف اثر مقید پتانسیل شیمیایی است. برای بعضی مواد سهم دو قطبی از سهم مربوط به پتانسیل شیمیایی بیشتر است و تابع کار پوزیترون را منفی می‌کند. در میان مواد با تابع کار منفی تنگستن بیشترین بازدهی را دارد [۳۲]. به طور کلی یک تعدیل کننده باید یک جامد تک بلور باشد. چون پوزیترون‌ها را به دام بیاندازد و مانع پراکندگی آن به سطح شود.

گروهی دیگر از تعدیل کننده‌ها مواد با گاف نواری پهن هستند. در این گروه، جامدات گازی کمیاب بیشتر مطالعه شده‌اند. طول عمر کوتاه این مواد و تولید سخت آن باعث محدودیت استفاده از این مواد شده است. همه‌ی این مواد عایق با گاف نواری بزرگ هستند. وقتی یک پوزیترون با انرژی بیشتر از پهنای گاف نواری وارد چنین ماده‌ای می‌شود این مواد با کارایی بالایی انرژی پوزیترون را کاهش می‌دهد.

ساده‌ترین راه هدایت یک پرتوی پوزیترون با انرژی کم، استفاده از یک میدان مغناطیسی در جهت انتقال است. اگر یک پوزیترون در پرتو دارای مؤلفه‌ی سرعت عمود برجهت پرتو باشد، توسط حرکت سیکلوترونی ناشی از میدان مغناطیسی در پرتو محدود می‌شود. به علت سبک بودن پوزیترون‌ها و انرژی پایین آن‌ها برای این هدایت میدان مغناطیسی نسبتاً کمی لازم است.

برهم‌کنش اتم پوزیترونیوم به عنوان ذره‌ای خنثی با جرمی به اندازه‌ی سه مرتبه بزرگی کوچک‌تر از اتم هیدروژن، با شکل‌های مختلف ماده از الکترون‌ها و پروتون‌ها تا اتم‌ها، مولکول‌ها، سطوح پیوسته و پلاسما اطلاعات مهمی درباره‌ی محیط هدف می‌دهد. برای مثال یکی از روش‌های مطالعه‌ی پلاسما، استفاده از پوزیترون‌ها به عنوان ذرات هم‌جرم با الکترون است که به صورت اتم‌های خنثی از پلاسما فرار می‌کنند . [۳۳] به عنوان مثالی دیگر از توانایی پرتوهای پوزیترونیوم، تحقیقات اخیر نشان می‌دهد که از پرتوهای تک انرژی Ps می‌توان به عنوان گمانه از سطوح جامد استفاده کرد [۳۴].

چندین روش برای تولید اتم‌های پوزیترونیوم وجود دارد که مهمترین آن‌ها استفاده از تبادل بار میان پوزیترون‌های فرودی و اتم‌های گازی یا مولکول‌هاست. در برخی آزمایش‌ها نیز، پوزیترونیوم از طریق گسیل پوزیترون‌ها از یک ورق گرمایی تشکیل می‌شود که این روش تولید پوزیترونیوم از روش تولید در برخوردهای اتم-پوزیترون مناسب‌تر است. پوزیترونیوم اخیراً به عنوان پرتابه در برخوردهای پوزیترونیوم-اتم استفاده شده است [۳۵]. پوزیترونیوم تولید شده در برخورد، در جهت رو به جلو با انرژی نسبتاً خوش تعریفی نسبت به پرتو پوزیترون اولیه پراکنده می‌شود [۳۶، ۳۷]. اولین سطح مقطع اندازه‌گیری شده پوزیترونیوم، سطح مقطع پراکندگی کل است که شامل هر دو پراکندگی کشسان و ناکشسان است. یکی از نخستین آزمایش‌ها برای اندازه‌گیری سطح مقطع تشکیل پوزیترونیوم، در آرلینگتن انجام شد که با استفاده از یک سامانه‌ی مغناطیسی همه‌ی پوزیترون‌ها چه پراکنده شده و چه پراکنده نشده محدود می‌شدند [۳۸]. در این روش با اندازه‌گیری جزئی از پوزیترون‌ها که توسط تشکیل پوزیترونیوم ناپدید می‌شدند، نسبت به پرتو اولیه پراکنده شده، سطح مقطع تشکیل پوزیترونیوم نسبت به سطح مقطع کل پراکندگی تعیین می‌شد. در همان زمان نیز آزمایش‌های دیگری که هدف آن‌ها مطالعه‌ی سطح مقطع جزئی فرایندهای ناکشسان (برانگیزش، یونش) بود انجام شد [۳۹، ۴۰]. این آزمایش‌ها بر پایه‌ی روشی بود که توسط کلمان پیشنهاد شد [۴۱]. با استفاده از این روش انرژی پوزیترون‌ها وقتی از درون سلول گاز عبور می‌کردند تعیین می‌شد. پوزیترون‌هایی که برخورد ناکشسان با گاز داشتند توسط کاهش انرژی‌شان از پرتو اولیه مشخص می‌شدند. در این روش سطح مقطع برای پراکندگی ناکشسان را می‌توان تعیین کرد.

تبادل بار توسط پوزیترون‌ها از هیدروژن اتمی برای تشکیل پوزیترونیوم اولین بار توسط مسی[۱۸] و موهر[۱۹] با استفاده از تقریب اول بورن و سپس توسط چشیر[۲۰] با استفاده از تقریب‌های بورن و پارامتر فشردگی انجام

[۱۸] Massay

[۱۹] Mohr

[۲۰] Cheshire

شد. برانسدن و جوندی[۲۱] همین مسأله را با استفاده از تقریب دو حالته که قطبش هیدروژن و پوزیترونیوم را در هر دو کانال در نظر گرفتند بررسی کردند. مسی و موسا [۴۳] سطح مقطع تشکیل پوزیترونیوم را برای هدف هلیوم نرمال با استفاده از تقریب بورن به دست آوردند.

سورال و موخرجی [۴۴] نیز سطح مقطع تشکیل Ps را با استفاده از تقریب بورن و با این فرض که هامیلتونی برهم‌کنش شامل همه‌ی جملات برهم‌کنش پوزیترون- هسته‌ها باشد به دست آوردند. در این حالت عنصرهای ماتریسی شکل پیچیده‌ای داشت و برای ساده‌سازی عنصرهای ماتریسی از تقریب بیشینه‌ای[۲۲] استفاده شد. یکی از مسائل مهم در نظریه‌ی پراکندگی الکترون‌های کند با اتم‌ها بررسی اهمیت قطبش، واپیچش اتم در حضور الکترون فرودی است. برای الکترون‌ها پتانسیل مؤثر ناشی از قطبش، جاذبه است که هم علامت با میدان متوسط اتم ناواپیچیده است. در صورتی که برای پوزیترون‌ها پتانسیل مؤثر، دافعه است. بنابراین ممکن است تفاوت میان سطح مقطع‌ها، در پراکندگی الکترون و پوزیترون از اتم ناشی از این امر باشد. در یک آزمایش نیمه تجربی انجام شده توسط مسی و موسا [۴۵] مشاهده شد که در پراکندگی پوزیترون‌ها با اتم‌های هلیوم، نئون و آرگون سطح مقطع به طور اساسی نسبت به حالتی که قطبش در نظر گرفته نمی‌شود، کاهش می‌یابد. روش وردشی که توسط موئیسویچ[۲۳] برای اهمیت قطبش در پراکندگی الکترون از هیدروژن امتحان شد در مورد پوزیترون نیز به کار رفت. استفاده از توابع آزمون یکسان هیچ اثر محسوسی را نشان نداد. این امر ناشی از آن بود که در پوزیترون‌ها امکان تشکیل پوزیترونیوم وجود داشت در حالی‌که در مورد الکترون‌ها قطبش از یونش ناشی می‌شد.

به علت ویژگی‌های خاص مولکول، فرایند پراکندگی از هدف‌های مولکولی کاملاً متفاوت از فرایند پراکندگی از مولکول‌های اتمی گازی است. به عنوان مثال منحنی‌های سطح مقطع برای تشکیل Ps در گازهای بی‌اثر و برای بعضی مولکول‌های ساده‌تر مثل H_2 و CH_4 از منحنی سطح مقطع برای مولکول‌های پیچیده‌تر متفاوت است. در مولکول‌های پیچیده تشکیل Ps نقش مهمی را بازی نمی‌کند. مثال دیگر برانگیزش الکترون است که برای همه‌ی گازهای نجیب در سطح مقطع کلی سهم کمتری را در مقایسه با تشکیل پوزیترونیوم و یونش مستقیم دارد. برای مولکول O_2 از برانگیزش الکترونی نمی‌توان صرف‌نظر کرد [۴۶]. جنبه‌ی مهم دیگر در برهم‌کنش میان پوزیترون و مولکول، نقش الکترون‌های داخلی در اربیتال‌های ظرفیت مولکول است. تحقیقات انجام شده توسط گروه سن دیگو [۴۷] نشان می‌دهد که در تابع شکل

[۲۱] Bransden, Jundi

[۲۲] peaking approximation

[۲۳] moiseiwitsch