هو العليم

١٢٧٠٥٠

دانشگاه یزد

دانشکده فیزیک

پایان نامه

برای دریافت درجه کارشناسی ارشد

فیزیک ذرات بنیادی

تصحیح‌های اثر جرمی وتأثیر آن در پراکندگی ناکشسان ژرف قطبیده

استاد راهنما: دکتر ابوالفضل میرجلیلی

استاد مشاور: دکتر شاهین آتشبار تهرانی

۱۳۸۸/۷/۱

مرکز اطلاعات و مدارک علمی یزد

پژوهش و نگارش: حمید مهدیزاده صفار

بهمن ماه ۱۳۸۷

۱۲۷۰۵۰

برای مریم؛ یاور مهربان و صبورم
و آریا؛ کودکم، سخاوت ایزد پاک بر ما

بسمه تعالی

مدیریت تحصیلات تکمیلی	صورتجلسه دفاعیه پایان نامه دانشجوی دوره کارشناسی ارشد	شناسه: ب/ک/۳

جلسه دفاعیه پایان نامـــه تحصیلی آقای/ خانم: حمید مهدیزاده صفار دانشجوی کارشناسی ارشد

رشتـــه/گرایش: فیزیک ذرات بنیادی

تحت عنوان:

تصحیح های اثر جرمی و تاثیر آن در پراکندگی ناکشسان ژرف قطبیده

و تعداد واحد: ۶ درتاریخ ۸۷/۱۱/۲۰ باحضور اعضای هیأت داوران (به شرح ذیل) تشکیل گردید.

پس از ارزیابی توسط هیأت داوران، پایان‌نامه با نمره: به عدد ۱۹/۲۵ به حروف نوزده و بیست و پنج صدم

و درجه عالی مورد تصویب قرارگرفت.

عنوان	نام و نام خانوادگی	امضاء
استاد/ استادان راهنما:	دکتر ابوالفضل میرجلیلی	
استاد/ استادان مشاور:	دکتر شاهین آتشبار تهرانی	
متخصص وصاحبنظرداخلی:	دکتر محمد کاظم توسلی	
متخصص و صاحبنظرخارجی:	دکتر محمد مهدی یزدان پناه	

نماینده تحصیلات تکمیلی دانشگاه (ناظر)

نام ونام خانوادگی: دکتر فاطمه میرجلیلی

امضاء:

چکیده

در این پایان نامه با استفاده از مدل پدیده‌شناسی ولون، ابتدا توابع توزیع پارتونی و سپس تابع توزیع پروتون در تقریب مرتبه پیشرو و مرتبه بعد از پیشرو، محاسبه شده‌اند. مقایسه توابع به دست آمده از مدل ولون با داده‌های آزمایشگاهی بیانگر آن است که در ناحیه xهای بزرگ و Q^2های کوچک، تابع ساختار به دست آمده از بررسی‌های نظری، نقاط آزمایشگاهی را به خوبی پوشش نمی‌دهد. این مسئله ما را بر آن داشت تا با اعمال تصحیح اثر جرم ذره هدف، ضمن به دست آوردن فرم تابعی مناسب‌تر، مشکل فوق را نیز رفع نمائیم که نمودارهای ارائه شده، گویای مؤثر بودن اعمال این تصحیحات می‌باشد.

فهرست مندرجات

۱ مروری بر فیزیک ذرات بنیادی ۲

۱.۱ فیزیک ذرات بنیادی ۳

۲.۱ تاریخچه فیزیک ذرات بنیادی ۶

۳.۱ معادلات کلاین-گوردون و دیراک ۷

۴.۱ تعبیر دیراک از جواب‌های انرژی منفی در معادله‌اش ۹

۵.۱ تعبیر فاینمن از جواب‌های انرژی منفی ۱۰

۶.۱ توابع میدان ۱۵

۷.۱ نظریه میدان‌های کوانتومی ۱۶

۸.۱ الکترودینامیک کوانتومی ۱۹

۱.۸.۱ سیر تاریخی ۱۹

۲.۸.۱ تعبیر فیزیکی و نمودارهای فاینمن ۲۰

۹.۱ کرومودینامیک کوانتومی ۲۶

۱.۹.۱ سیر تاریخی ۲۶

۲.۹.۱ رنگ ۲۷

۳.۹.۱ آزادی مجانبی ۳۰

۱۰.۱ مدل کوارک-پارتون ۳۲

۱.۱۰.۱ مقیاس‌پذیری بیورکن ۳۲

۲.۱۰.۱ مدل کوارک-پارتون ۳۴

۳.۱۰.۱ نقض مقیاس‌پذیری بیورکن ۳۶

۲ توابع ساختار **۳۹**

۱.۲ پراکندگی ناکشسان ژرف ۴۰

۲.۲ سطح مقطع پراکندگی ۴۸

۳ مدل ولون **۶۱**

۱.۳ مدل ولون ۶۲

۲.۳ توابع توزیع ولون درون پروتون ۶۴

۳.۳ توزیع کوارک‌ها درون ولون ۶۶

۴ محاسبه تابع ساختار قطبیده پروتون: $g_1(x, Q^2)$ **۷۴**

۱.۴ محاسبه تابع ساختار $g_1(x, Q^2)$ در تقریب مرتبه پیشرو ۷۵

۱.۱.۴ محاسبات نظری ۷۵

۲.۱.۴ محاسبات پدیده‌شناسی ۸۳

۲.۴ محاسبات در تقریب مرتبه بعد از پیشرو ۹۱

۵ اعمال تصحیح اثر جرمی **۱۰۸**

۱.۵ مقدمه ۱۰۹

۲.۵ معرفی روابط مورد نیاز ۱۱۲

۳.۵ اعمال تصحیح اثر جرمی ۱۱۶

مراجع **۱۲۹**

مقدمه

توابع ساختار اهمیت ویژه‌ای در بررسی ساختار نوکلئون‌ها و اجزاء سازنده آنها دارا می‌باشند، به‌گونه‌ای که می‌توان این توابع را توصیف‌کننده ساختار هسته و نوکلئون‌های موجود در آن به شمار آورد. به‌دست‌آوردن شکل صحیح این توابع به زبان ریاضی، همواره یکی از دغدغه‌های اساسی فیزیک ذرات بنیادی بوده و برای انجام این مهم مدل‌های مختلف کاری توسط گروه‌های مختلفی از دانشمندان پیشنهاد شده و براساس آنها محاسبات پیش‌رفته است. تابع ساختار به دست آمده از بررسی‌های نظری می‌بایست در نهایت با داده‌های آزمایشگاهی مقایسه شود و هماهنگی هرچه بیشتر آن با این داده‌ها بیانگر دقت محاسبات نظری می‌باشد. با وجود دقت بسیار زیاد در استخراج روابط ریاضی، شکل‌های تابعی به دست آمده، داده‌های آزمایشگاهی را به خوبی پوشش نمی‌دهند. تصحیحات مختلفی برای توابع ساختار پیشنهاد می‌شوند تا این مشکل برطرف شود و یکی از این تصحیحات، تصحیح اثر جرمی ذره هدف می‌باشد. ما در این کار پژوهشی، اثر این تصحیح را بر توابع ساختار بررسی نموده و نتایج را ارائه نموده‌ایم.

دانشی که ما را قادر می‌سازد اجزاء بنیادین کیهان را بررسی نمائیم و از طریق این بررسی به ساختار هسته و نوکلئون‌های موجود در آن پی ببریم، فیزیک ذرات بنیادی است. برای آنکه درک بهتری از این دانش داشته باشیم، در فصل اول چارچوب و بخش‌هائی از آن که پایه بحث‌های آتی ما را تشکیل می‌دهند، بیان خواهد شد. در ادامه و در فصل دوم فرآیند پراکندگی، سطح مقطع پراکندگی و تابع ساختار مورد بحث قرار گرفته‌اند و سپس در فصل سوم مدل خاص کاری مورد استفاده، یعنی مدل ولون، معرفی شده است. بر مبنای این مدل معرفی شده، تابع ساختار پروتون در تقریب‌های مراتب مختلف در فصل چهارم مورد محاسبه قرار گرفته‌است و در نهایت در فصل پنجم تصحیح اثر جرمی ذره هدف محاسبه شده و پس از اعمال آن به تابع ساختار به‌دست آمده، تابع ساختار تصحیح شده را با داده‌های آزمایشگاهی مقایسه نموده‌ایم.

فصل ۱

مروری بر فیزیک ذرات بنیادی

در این فصل ضمن توصیفی اجمالی در ارتباط با علم فیزیک ذرات بنیادی، نظریه‌های تأثیرگذار در ارتباط با این دانش را به‌صورت خلاصه بیان خواهیم نمود.

۱.۱ فیزیک ذرات بنیادی

فیزیک ذرات بنیادی شاخه‌ای از علم فیزیک است که به مطالعه اجزای سازنده ماده و برهم‌کنش بین این اجزاء می‌پردازد.

بیشتر ذرات بنیادی را در شرایط عادی، در طبیعت دراختیار نداریم و برای دست یافتن به آنها می‌بایست ذرات دیگر را در انرژی‌های بالا، تحت آزمایش قرار دهیم، به‌همین علت به فیزیک ذرات بنیادی، فیزیک انرژی‌های بالا[۱] نیز می‌گویند.

پیشرفت‌های شایان توجهی از نیمه دوم قرن نوزدهم در زمینه فیزیک ذرات بنیادی اتفاق افتاده است. هزاران ذره کشف شده و خواص فیزیکی آنها با استفاده از آزمایش‌هائی هوشمندانه و مبتکرانه اندازه‌گیری شده است. ارتباط بین این ذرات نوین بر پایه نیروهای بنیادی مورد بررسی قرار گرفته و تلاش‌های زیادی برای درک ویژگی‌های این ذرات برپایه نظریه‌هائی که توسط آنها این ذرات کشف شده‌اند، انجام پذیرفته است.

این زمینه از دانش، زمینه‌ای بود که تعداد زیادی از دانشمندان خلاق و توانا را به سوی خود جلب نمود و برای برترین‌های آنها، جوایز افتخارآفرین نوبل را به ارمغان آورد.

طرح این ایده که ماده از ذرات بنیادی ساخته شده است به قرن ششم قبل از میلاد مسیح بازمی‌گردد. در آن زمان عقیده بر آن بود که بنیاد و اصل ماده از چهار جزء اولیه می‌باشد : آب، آتش، خاک و باد.

در اوایل قرن نوزدهم، جان دالتون[۲] ضمن کنار زدن باور باستانی موجود، این نظریه را پیشنهاد کرد که تمام مواد موجود در جهان از یک ذره یکتا تشکیل شده‌اند. دالتون اعتقاد داشت که

[۱] High energy physics

[۲] John Dalton

این ذره، ذره بنیادین طبیعت می‌باشد. او این ذره را براساس کلمه یونانی Atomos به معنای غیر قابل تقسیم ، اتم نام نهاد.

کمی بعد مندلیف[۱] در سال ۱۸۶۴ با معرفی جدول تناوبی خود که بیش از یکصد عضو داشت، این اعضاء را به عنوان اجزاء اصلی وبنیادین ماده معرفی نمود. اندکی بعد مشخص شد که این عناصر نیز بنیادی نیستند، بلکه خود آنها نیز از اجزاء اولیه‌ای به نام الکترون و هسته تشکیل شده‌اند.

پاسخ امروز ما به این سؤال تاریخی در جدول ۱.۱.۱ ذکر شده است. اطمینان ما از صحت اعداد جدول فوق ناشی از هماهنگی بسیار خوب این اعداد با داده‌های آزمایشگاهی مختلف است.

اعداد جدول ۱.۱.۱ از آزمایش‌های گوناگونی در حیطه فیزیک اتمی، هسته‌ای، پرتوهای کیهانی و فیزیک انرژی‌های بالا استخراج شده است. این آزمایش‌ها هدایت‌گر ما به جهان کوارک‌ها، لپتون‌ها و بوزون‌ها بوده‌اند.

نظم جدول مندلیف کمک بزرگی را در جهت شناخت آنچه امروزه هسته و نوکلئون می‌خوانیم، به ما ارائه نمود. نوکلئون‌ها توسط نیروی هسته‌ای (نیروی قوی) به یکدیگر چسبیده‌اند و هسته را شکل داده‌اند. ترکیب این مجموعه با الکترون‌ها، از طریق نیروی الکترومغناطیسی، اتم را می‌سازد و منجر به تشکیل عناصر می‌شود.

تبدیل نوترون به پروتون، توسط برهم‌کنش ضعیف از طریق واپاشی بتا[۲] صورت می‌پذیرد. در طی این تبدیل یک الکترون و یک پادنوترینو تولید می‌شود.

تا اینجا و تا این حد دانش، جدول ذرات بنیادی شناخته‌شده، همان جدول ۱.۱.۱ است، با این تفاوت که می‌بایست به‌جای کوارک‌های u و d، پروتون و نوترون را قرار دهیم. اما پروتون و نوترون نیز نقطه پایان نیستند. امروزه می‌دانیم که این دو، سبک‌ترین ذرات از مجموعه‌ای به نام باریون‌ها[۳] می‌باشند. خانواده‌ای که اعضای آن از سه کوارک به صورت qqq تشکیل

---

[۱] Dmitri Mendeleev

[۲] $\beta - decay$

[۳] Baryons

نام	اسپین	عدد باریونی (B)	عدد لپتونی (L)	بار (Q)
کوارکها				
بالا (u)	۱/۲	۱/۳	صفر	+۲/۳
پائین (d)	۱/۲	۱/۳	صفر	-۱/۳
لپتونها				
الکترون (e)	۱/۲	صفر	۱	-۱
نوترینو (υ)	۱/۲	صفر	۱	صفر
بوزونهای پیمانه‌ای				
فوتون (γ)	۱	صفر	صفر	صفر
بوزونهای ضعیف ($W^{\pm}Z$)	۱	صفر	صفر	۱±و ۰
گلوئونها (g_i,i=۱...۸)	۱	صفر	صفر	صفر

شکل ۱.۱.۱ : اعضای اصلی خانواده ذرات بنیادی و تعدادی از اعداد کوانتومی آنها،

می‌شوند.

در کنار این خانواده، خانواده دیگری به‌نام مزون‌ها[۱] کشف شدند، مجموعه‌ای که اعضای آن از یک کوارک و یک پادکوارک به صورت $q\bar{q}$ تشکیل شده است و سبک‌ترین عضو آن پایون[۲] است.

این دو خانواده، با هم یک خانواده بزرگتر را به نام هادرون‌ها[۳] تشکیل می‌دهند و شرط آنکه ذره‌ای بتواند برهم‌کنش قوی داشته باشد، آن است که عضو یکی از این دو خانواده باشد.

الکترون و نوترینو[۴]، توانائی انجام برهم‌کنش قوی را ندارند زیرا دارای ساختار نیستند و

[۱] Mesons
[۲] Pion
[۳] Hadrons
[۴] Neutrino

نمی‌توانند به عضویت خانواده هادرون‌ها درآیند، بنابراین برای اینگونه ذرات گروه جدیدی به عنوان لپتون‌ها[1] را تشکیل می‌دهیم و آنها را مستقیما وارد جدول ۱.۱.۱ می‌کنیم.
امروزه ادعا می‌کنیم که جهان اطراف ما از لپتون‌ها و کوارک‌ها ساخته شده است و این دو گروه را به عنوان ذرات بنیادین[2] و شکل‌دهنده تمام مواد می‌شناسیم.

۲.۱ تاریخچه فیزیک ذرات بنیادی

بهتر است بحث خود را از دوره زمانی ۱۹۳۰ تا ۱۹۵۰ آغاز کنیم. در آن زمان برای درک بهتر از واپاشی‌های هسته‌ای ناشی از رادیواکتیویته، تصمیم گرفته شد که ذرات را تا حد انرژی‌های زیاد (در مقیاس آن‌زمان)، یعنی تا حد چند میلیون الکترون ولت شتاب دهند.
در راستای این هدف چندین شتابدهنده ساخته شد، کاک‌کرافت[4]، مولد والتون[3]، شتابدهنده واندوگراف، سیکلوترون، بتاترون، سینکروترون و شتابدهنده خطی.
با کمک این شتابدهنده‌ها، ایزوتوپ‌های رادیواکتیو زیادی جهت کاربرد در زیست‌شناسی، شیمی، پزشکی و ... تولید شدند.
بعلاوه از لحاظ نظری نیز با کمک این شتابدهنده‌ها، بررسی‌های نظری در ارتباط با سطوح انرژی هسته، محاسبه اعداد کوانتومی متناظر با این سطوح، ابداع قوانینی برای حرکت بین این سطوح انرژی و ... نیز انجام پذیرفت.
همچنین یک پیشرفت عظیم نیز حاصل شد: پی بردن به استفاده از شکافت هسته‌ای برای تولید انرژی.
ما به این مباحث و پیشرفت‌های سحرآمیز دیگری که در آن دوره اتفاق افتاد نخواهیم پرداخت. فقط به این نکته اشاره می‌کنیم که یکی از جنبه‌های ویژه « برهم‌کنش‌های قوی[5]»، که در طی مطالعات فیزیک هسته‌ای آشکار شد این بود که برهم‌کنش قوی بین یک جفت پروتون

[1] Leptons
[2] Elementary Particles
[3] Walton generator
[4] Cockcraft
[5] Strong interactions

کاملاً مشابه برهم‌کنش قوی بین دو نوترون یا برهم‌کنش قوی بین یک پروتون و یک نوترون می‌باشد. این خصوصیت به نام عدم وابستگی به بار برای نیروهای هسته‌ای عنوان شد و تأثیر عمیقی بر فیزیک ذرات بنیادی برجای گذاشت.

تفسیر این کشف آزمایشگاهی را هایزنبرگ در سال ۱۹۳۲ به کمک یک تقارن جدید به نام تقارن اسپین آیزوتوپیک[۲] یا همان چیزی که امروزه به نام تقارن آیزواسپین[۱] شناخته می‌شود، به صورت زیر انجام داد :

جرم نوترون و پروتون تقریباً مشابه با هم است و هر دو اسپین $\frac{1}{2}$ دارند. بنابراین هر دو می‌توانند به عنوان دو حالت یک ذره به نام هسته، در نظر گرفته شوند. حال اگر ذره علاوه بر اسپین و تکانه زاویه‌ای، ($\frac{1}{2}$) دارای یک ویژگی جدید به‌نام « اسپین آیزوتوپیک » باشد، در آن صورت پروتون و نوترون را می‌توان به‌عنوان نوکلئون‌هائی در نظر گرفت که تصویر بردار اسپین آیزوتوپیک آنها، در راستای یک محور، در فضای اسپین آیزوتوپیک، مقادیر بالا یا پائین را می‌تواند اختیار کند.

بنابراین عدم وابستگی نیروهای هسته‌ای به بار را می‌توانیم به صورت ناوردائی نیروهای هسته‌ای، تحت چرخش در فضای اسپین آیزوتوپیک بیان کنیم.

مفهوم اسپین آیزوتوپیک کلید مهمی برای درک رفتار و طبقه‌بندی ذرات بنیادی جدیدی شد که پس از آن کشف شدن آنها شروع شد.

۳.۱ معادلات کلاین-گوردون و دیراک

فرمول‌بندی اولیه مکانیک کوانتومی، توسط شرودینگر به‌خوبی از پس حل مسائل برمی‌آمد، اما با کشف ذرات جدید و لزوم بررسی نسبیتی آنها، نقص‌های این معادله در بررسی این حیطه جدید از فیزیک آشکار شد. به‌عنوان مثال این معادله توانائی توصیف خلق یا نابودی

[۲] Isotopic spin symmetry
[۱] Isospin symmetry

ذرات، آنگونه که در واپاشی نوترون اتفاق می‌افتد، را نداشت. همچنین معادله شرودینگر توان رویاروئی با ذرات فوق نسبیتی که در آزمایش‌های پرتوهای کیهانی مشاهده می‌شوند را نیز نداشت. بنابراین نیاز به تعمیم‌هائی بر معادله شرودینگر احساس می‌شد.

گذشته از چارچوب‌های نظری که بررسی‌ها در آن انجام می‌شد و در ادامه به آنها خواهیم رسید، اولین معادله موفقی که ارائه شد معادله کلاین-گوردون[1] بود. اما این معادله تنها توانائی توصیف ذرات با اسپین صفر را داشت. بعلاوه این معادله با یک مشکل بزرگ رودررو بود: کمیت چگالی احتمال که در نظریه شرودینگر، مثبت تعریف شده بود، در این معادله منفی بدست می‌آمد!

این دو مسئله، مشکلاتی را در تفسیر فیزیکی معادله بوجود می‌آورد و دیراک را برآن داشت تا در جستجوی معادله‌ای باشد که ضمن بررسی ذرات نسبیتی، چگالی احتمال را نیز به درستی محاسبه نماید. تلاش‌های دیراک منجر به کشف معادله‌ی نسبیتی وی برای الکترون شد.

ذراتی که معادله دیراک می‌توانست آنها را توصیف نماید، ذراتی با اسپین ذاتی $\frac{1}{2}$ می‌باشند. اما مشکل چگالی احتمال در معادله دیراک حل شده بود. این کمیت همان‌گونه که از نظریه شرودینگر انتظار داریم، مثبت به‌دست می‌آمد.

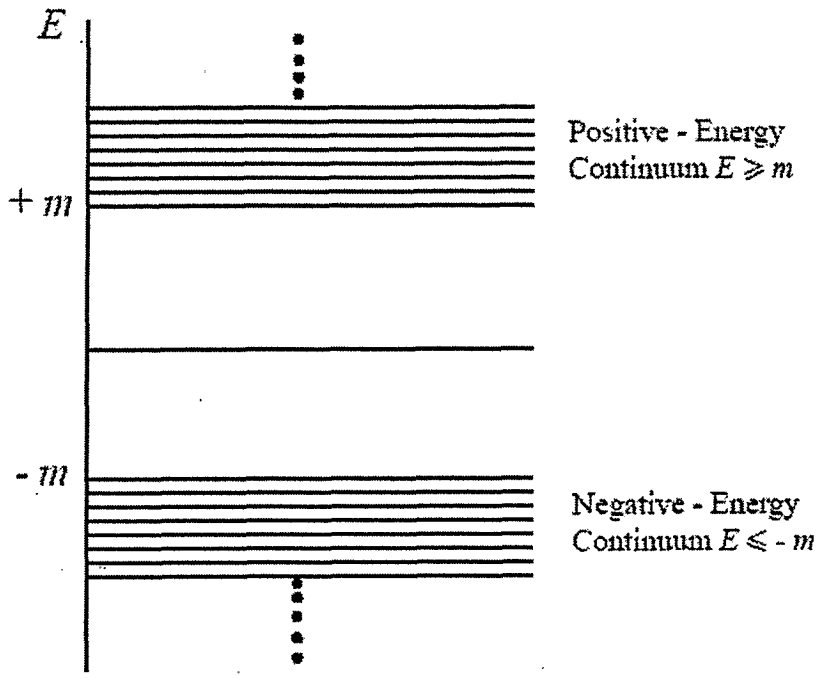
چندی نگذشت که بررسی این دو معادله، نشان داد که هر دو دارای یک مشکل بزرگ هستند: هم معادله کلاین-گوردون و هم معادله دیراک منجر به جواب‌هائی برای تابع موج ذره می شوند که علاوه بر انرژی‌های مثبت، شامل انرژی‌های منفی نیز می‌باشد.

یعنی مثلاً برای یک ذره آزاد دیراک (مثل الکترون) هم ترازهای مثبت انرژی و هم ترازهای منفی انرژی موجود است (شکل ۲.۳.۱) .

این مسئله بیانگر آن است که یک ذره با انرژی اولیه مثبت، می‌تواند در حدی نامحدود به سطوح انرژی منفی سقوط کند. نتیجه آنکه هیچ سطح انرژی پایداری وجود ندارد.

---

[1] Klein-Gordon



شکل ۲.۳.۱ : سطوح انرژی برای ذرات دیراک.

۴.۱ تعبیر دیراک از جواب‌های انرژی منفی در معادله‌اش

برای جلوگیری از انتقال الکترون‌های با انرژی مثبت به سطوح انرژی منفی، دیراک پیشنهاد کرد که حالت خلأ[۱]، یعنی حالتی که هیچ الکترونی با انرژی مثبت در آن حضور ندارد، به‌گونه‌ای است که تمام سطوح انرژی آن (انرژی‌های منفی) با الکترون‌ها پرشده است، بنابراین بر طبق اصل طرد پائولی[۲]، هیچ الکترونی با انرژی مثبت نمی‌تواند به این سطوح نفوذ کند. نظریه این‌گونه بیان می‌شود که فضای خلأ با تعداد نامحدودی بار منفی و سطوح انرژی منفی پر شده است. اما تمام مشاهده‌پذیرها می‌توانند به میزان محدودی در انرژی و بار خود، نوسان داشته باشند و در نتیجه این نوسان منجر به جابه‌جائی بار از سطوح منفی انرژی و رسیدن آن به سطوح مربوط به انرژی‌های مثبت می‌شود.

طبق نظریه دیراک ، فرار یک الکترون از دریای دیراک، معادل است با حضور یک حفره در فضای خلأ. این مسئله اینگونه بیان می‌شود:

[۱] Vacuum state

[۲] Pauli exclusion principle

انرژی حفره = - (انرژی خلأ) ⟸ انرژی مثبت

بار حفره = - (بار خلأ) ⟸ بار مثبت

بنابراین غیبت یک الکترون با انرژی منفی، معادل است با حضور ذره‌ای هم‌وزن با الکترون منتهی با بار مثبت، یعنی پوزیترون. مشابهاً، غیبت یک الکترون با انرژی منفی و اسپین بالا معادل است با حضور یک پوزیترون با انرژی مثبت و اسپین پائین.

تعبیر خارق‌العاده و هوشمندانه دیراک از سطوح انرژی پر نشده، برحسب پادذرات، یک فتح بزرگ در فیزیک نظری بود. پوزیترونی که دیراک در نظریه خود پیش‌بینی کرده بود را کارل اندرسن[1] در سال۱۹۳۲ کشف کرد و به خاطر این کشف، در همان سال مفتخر به دریافت جایزه نوبل فیزیک شد.

۵.۱ تعبیر فاینمن از جواب‌های انرژی منفی

تعبیر دیراک، با وجود موفقیت برجسته‌اش برای توصیف انرژی منفی ذرات با اسپین $\frac{1}{2}$، یک ضعف بزرگ دارد و آن اینکه قابل اعمال به ذرات با اسپین صفر نیست، زیرا بوزون‌ها از اصل طرد پائولی پیروی نمی‌کنند.

بنابراین نیاز به تعبیری برای انرژی‌های منفی داریم که علاوه بر فرمیون‌ها، قابل اعمال به بوزون‌ها نیز باشد.

اصل تعبیر از این فرض نتیجه می‌گیرد که هم برای فرمیون‌ها و هم برای بوزون‌ها، جواب‌های منفی را در ارتباط با توصیف پادذرات در نظر بگیریم.

برای شروع از بوزونی به‌نام پایون آغاز می‌کنیم، ذره‌ای با اسپین صفر که تابع موج آن از معادله کلاین-گوردون تبعیت می‌کند.

با فرض ذره در نظر گرفتن پایون، خواهیم داشت:

[1] Carl Anderson

جواب شامل چاربردار تکانه مثبت که توصیف کننده ذره π^+ می‌باشد:$Ne^{-ip.x}$

جواب شامل چاربردار تکانه منفی که توصیف کننده ذره π^- می‌باشد:$Ne^{+ip.x}$

$$p^\mu = [(m^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}, \overrightarrow{p}]. \qquad (1.5.1)$$

حال جریان الکترومغناطیسی را برای یک پایون مثبت فیزیکی (یعنی π^+ با انرژی مثبت) در نظر بگیرید. می‌دانیم که این جریان به‌صورت حاصلضرب جریان احتمال برای جواب مثبت چاربردار تکانه در بار $(Q = +e)$، بیان می‌شود[۱] :

$$J^\mu_{em}(\pi^+) = (+e)\times \text{ (جریان احتمال برای ذره } \pi^+ \text{ با انرژی مثبت)}$$

$$= (+e)2|N|^2[(m^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}, \overrightarrow{p}]. \qquad (2.5.1)$$

اما جریان برای یک π^- چه می‌شود ؟ برای π^- فیزیکی، یعنی π^- با انرژی مثبت $(m^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}$ و تکانه $\overrightarrow{p}$ انتظار داریم جواب به این صورت باشد:

$$J^\mu_{em}(\pi^-) = (-e)2|N|^2[(m^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}, \overrightarrow{p}], \qquad (3.5.1)$$

که این جواب با تعویض علامت بار در رابطه (۲.۵.۱) حاصل شده‌است. می‌توانیم (۳.۵.۱) را به‌اینصورت نیز بنویسیم:

$$J^\mu_{em}(\pi^-) = (+e)2|N|^2[-(m^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}, \overrightarrow{-p}], \qquad (4.5.1)$$

که این جواب همان $J^\mu_{em}(\pi^+)$ است، منتهی با چاربردار منفی.

این روابط بیانگر معادل‌سازی‌هائی بین جواب‌های مربوط به پادذرات با چاربردار تکانه مثبت و ذرات با چاربردار تکانه منفی می‌باشد.

آیا می‌توان باز هم این معادل سازیها را به پیش برد؟

سیستم A که یک π^+ جذب نموده است، را در نظر بگیرید. بار سیستم به اندازه $+e$ و چاربردار تکانه آن به‌اندازه p افزایش خواهد یافت.

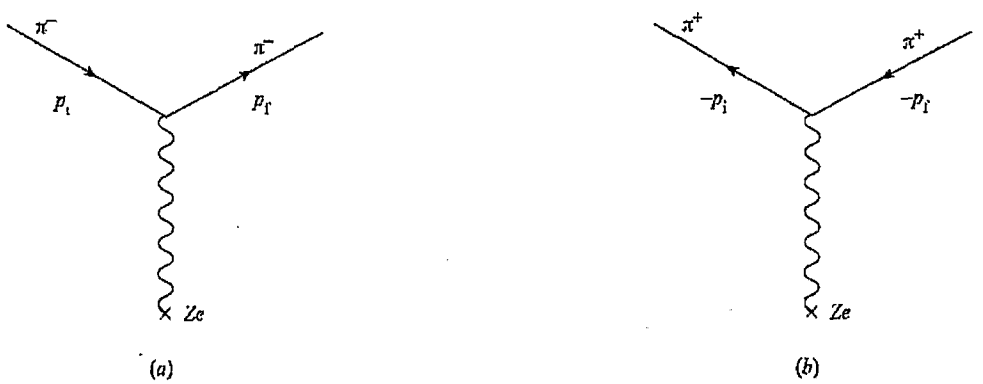
حال وضعیتی را در نظر بگیرید که سیستم A یک π^- فیزیکی با چاربردار تکانه q که انرژی آن q^0 مثبت است را گسیل کند. در این حالت بار سیستم A به اندازه $+e$ افزایش می‌یابد اما چاربردار تکانه آن به اندازه q کاهش خواهد یافت.

این افزایش در بار سیستم معادل است با جذب یک π^+. به بیانی کلی‌تر، می‌توانیم این مسئله را اینگونه بیان کنیم که فرآیند انتشار π^-، معادل است با فرآیند جذب π^+ی که چاربردار تکانه آن $-q$ است (در نتیجه انرژی آن $-q^0$ است).

یعنی می‌توانیم فرآیند انتشار پادذره‌ای فیزیکی مثل π^- با چاربردار تکانه مثبت q را به صورت فرآیند جذب ذره π^+ با چاربردار تکانه منفی، $-q$ نیز ببینیم. همچنین می‌توانیم فرآیند جذب π^- با چاربردار تکانه مثبت را معادل با فرآیند انتشار π^+ با چار بردار تکانه منفی بگیریم.

با عنایت به تحلیلهای فوق، می‌توان فرضیه زیر را نتیجه گرفت :

« انتشار (جذب) یک پادذره با چاربردار تکانه p^μ، از لحاظ فیزیکی، معادل است با جذب (انتشار) یک ذره با چاربردار تکانه $-p^\mu$. »



شکل ۳.۵.۱ : پراکندگی کولمب π^- از بار ساکن Ze.

به عبارت دیگر جواب‌های غیر فیزیکی شامل مقادیر منفی برای چاربردار تکانه ذرات، می‌توانند به صورت فرآیندهای فیزیکی شامل پادذراتی با چاربردار تکانه مثبت، توصیف شوند. این عمل در نمودارهای فاینمن با تعویض جهت پیکانها در ورودی و خروجی میسر می‌شود.

این ایده در شکل ۳.۵.۱ برای حالت پراکندگی کولمب یک ذره π^+ از بار ساکن Ze، توضیح داده شده است.

در فرآیند فیزیکی قسمت a شکل ۳.۵.۱، پادذره فیزیکی فرودی π^- دارای چاربردار تکانه p_i می‌باشد و پس از پراکندگی، چاربردار تکانه آن p_f خواهد بود، آنچه مسلم است این است که E_i و E_f، مثبت می‌باشند.

قسمت b شکل ۳.۵.۱، نشان می‌دهد که چگونه می‌توان دامنه این پراکندگی را با استفاده از جواب‌های π^+ با چاربردار تکانه منفی محاسبه نمود. حالت اولیه π^- با چاربردار تکانه p_i به صورت حالت نهائی π^+ با چاربردار تکانه $-p_i$ خواهد بود، همچنین حالت نهائی π^- با چاربردار تکانه p_f به صورت حالت ابتدائی π^+ با چاربردار تکانه $-p_f$ می‌باشد.

به‌وضوح مشخص است که اساس ایده مطرح شده در بالا، محدود به بوزون‌ها نیست. اما یک تفاوت اساسی بین معادلات کلاین-گوردون و دیراک، در برخورد با این نظریه وجود دارد.

بخاطر داریم که معادله دیراک به‌گونه‌ای طراحی شده بود که تابع چگالی احتمال را مستقل از علامت انرژی، محاسبه کند و به این ترتیب، این معادله، عبارت چگالی انرژی را همواره مثبت بیان می‌کند:

$$\rho = \psi^\dagger \psi, \qquad \overrightarrow{j} = \psi^\dagger \alpha \psi. \tag{۵.۵.۱}$$

بنابراین برای تمام جواب‌هایی به شکل (۵.۵.۱)، خواهیم داشت:

$$\psi = \omega \phi(\overrightarrow{x}, t), \tag{۶.۵.۱}$$

و از آنجا داریم:

$$\rho = \omega^\dagger \omega |\phi(\overrightarrow{x}, t)|^2, \tag{۷.۵.۱}$$

$$\overrightarrow{j} = \omega^\dagger \alpha \omega |\phi(\overrightarrow{x}, t)|^2, \tag{۸.۵.۱}$$