بسم الله الرحمن الرحيم

دانشگاه تفرش

دانشکده‌فیزیک

پایان‌نامه کارشناسی‌ارشد

رشته‌ی فیزیک ذرات بنیادی و نظریه میدان‌های کوانتومی

عنوان

پاریته‌ی R

اساتید راهنما

دکتر فیروزآرش

دکتر یاسمن فرزان

دانشجو

ساعره نجاری

اسفند ۱۳۸۸

تقدیم به پدر و مادر عزیزم

که‌همواره یاری بخش ام بوده اند و...

قدردانی و تشکر

از اساتید گرامی، جناب آقای دکتر فیروز آرش و سرکار خانم دکتر یاسمن فرزان به خاطر راهنمایی های ارزشمند و زحمات بی دریغ کمال تشکر و قدردانی را دارم.

چکیده

درمدل استاندارد ابرمتقارن کمینه منابع متعددی برای نقض تقارن همیوغ بار– پاریته (CP) و همچنین برای نقض طعم لپتونی وجود دارد. باشکست پاریته R، منابع جدیدی برای نقض CP و همچنین طعم لپتونی اضافه می‌شود. بامطالعه قطبش عرضی ذرات نهایی درفرایندهای ناقض طعم لپتونی$\mu \to e\gamma$، $\mu \to eee$ و$\mu N \to eN$ می‌توان اطلاعاتی در مورد فازهای ناقض CP کسب کرد.در این پایان نامه باامکان اندازه گیری فازهای ناقض CP را در مدل استاندارد ابرمتقارن کمینه با نقض پاریته R در واپاشی $\mu^- \to e^-e^+e^-$ بررسی می کنیم. مانشان می‌دهیم که مطالعه‌توزیع زاویه ای پوزیترون‌های گسیل شده و قطبش عرضی آنها می‌تواند اطلاعات جدیدی در مورد فازهای ناقض CP ارائه دهد. باآزمایش‌های دیگر نمی‌توان فازهای ناقض CP را که برای توضیح عدم تقارن موجود میان ماده باریونی و پادباریونی جهان نیاز است را توضیح داد. بنابراین بدست آوردن اطلاعات در مورد فازهای ناقض CP با اندازه‌گیری قطبش عرضی ذرات نهایی درفرایند ناقض طعم لپتونی $\mu \to eee$ بسیار جالب است.

فهرست

چکیده . . . . . ب

مقدمه ۱

۱ مدل استاندارد

۱.۱ ذرات مدل استاندارد ۵

۲.۱ تقارن طعم لپتونی ٦

۳.۱ نقض همزمان تقارن‌های همیوغ بار و پاریته CP ۷

۴.۱ منابع نقض CP در مدل استاندارد ۸

۲ ابرتقارن و پاریته R

۱.۲ ابرتقارن ۱۱

۲.۲ پاریته‌ی R ۱۴

۳.۲ نقض پاریته‌ی R ۱۵

۴.۲ قیدهای غیر مستقیم بر روی ثابت های جفت شدگی یوکاوا در نقض پاریته‌ی R . . ۱۷

۱.۴.۲ واپاشی μ و τ ۱۷

۲.۴.۲ ماتریس جرمی نوترینو ۲۲

۳.۴.۲ ماتریس یکانی CKM ۲۶

۵.۲ اندازه گیری ثابت های جفت شدگی در برخورددهنده ها ۲۸

۳ بدست آوردن فازهای نقض CP در جفت‌شدگیهای سه‌خطی نقض پاریته R در واپاشی $\mu \to eee$

۱.۳ فرآیندهای کمیاب ناقض طعم لپتونی ۳۴

۲.۳ لاگرانژی موثر در یک چارچوب کلی ۳۶

۳.۳ اثرات جفت شدگیهای سه‌خطی نقض پاریته‌ی R ۳۸

۴.۳ قطبش عرضی و بی‌تقارنی ۴۰

۵.۳ آنالیز $\mathcal{A}$ و $\langle s_{\hat{T}_2^+} \rangle$ به طور همزمان ۴۳

پیوست

پیوست ۴۸

مراجع و منابع ۵۱

مقدمه

موضوع فیزیک ذرات بنیادی، گشودن راز ماده است. در بنیادی‌ترین سطح، یعنی در کوچکترین مقیاس اندازه‌ها، فیزیک ذرات بنیادی این پرسش را مطرح می‌کند: ماده چگونه ساخته شده است و از کجا آمده است؟

ماده در سطح زیر اتمی از تکه‌های کوچکی تشکیل شده است. این تکه‌های کوچک که تنوع آنها نیز کم است (الکترونها، پروتونها، نوترینوها و غیره) به میزان عظیمی تکرار می‌شوند و همه مواد اطراف ما را می‌سازند.

در مدل استاندارد، ماده از سه نوع ذرات بنیادی ساخته شده است. لپتونها، کوارکها، و واسطه‌ها. از جمله خواص مدل استاندارد همانطور که در فصل ۱ خواهیم دید بقای طعم لپتونی است. برای به چالش کشیدن مدل استاندارد شتاب‌دهنده‌های بزرگ و پرهزینه متعددی چون CERN (سوئیس)، FermiLAB (آمریکا)، SLAC (آمریکا) راه‌اندازی شده‌اند، اما تاکنون هیچ نشانه قابل توجهی از این شتاب دهنده ها دال بر عدم توانایی مدل استاندارد در توضیح پدیده‌ها مشاهده نشده است.

جالب توجه است که نقاط ضعف مدل استاندارد در آشکارسازهای نوترینو خود را نمایان ساخته‌اند.

در مرکز خورشید طی چند مرحله، همجوشی پروتون به هلیم انجام می پذیرد که با تولید ν_e همراه است: $4p^+ \rightarrow He^{++} + 2e^+ + 2\nu_e$. از دهه ۶۰ میلادی تا به امروز آشکارسازهای متنوعی با فن‌آوری‌های مختلف برای مشاهده نوترینوهای خورشیدی طراحی و ساخته شده اند، از جمله مهمترین این آشکارسازها می‌توان به Super-kamiokande در ژاپن و SNO در کانادا اشاره کرد که هم‌اکنون نیز در حال مشاهده و جمع آوری داده هستند. یافته‌های این دو آشکارساز با پیشگویی‌های مدل استاندارد سازگاری ندارد. از نظر تاریخی اولین بی‌هنجاری نوترینو [۱] در نوترینوهای خورشیدی حدود چهل سال پیش آشکار شد. در همان موقع دانشمندان با استفاده از مدل های خورشیدی و محاسبات فیزیک هسته‌ای مقدار

[۱] neutrino anomaly

شار ν_e بر روی زمین را تخمین زده بودند. اما مقدار شار ν_e اندازه‌گیری شده، به میزان قابل توجهی از این مقدار تخمین زده شده کمتر بود. امروزه باور عمومی بر این است که مقداری از ν_e پس از تولید به ν_μ و ν_τ تبدیل می‌شود. توجه کنید که تبدیل ν_e به ν_μ و ν_τ به معنای عدم بقای عدد لپتونی است که با مدل استاندارد همخوانی ندارد. در مدل استاندارد جرم نوترینوها صفر در نظر گرفته می شود ولی بی‌هنجاری‌های موجود در مشاهدات نوترینو نشان می‌دهد که نوترینوها جرم دارند. جرم نوترینوها تنها به صورت یک تصحیح کوچک در مدل استاندارد در نظر گرفته می‌شود. با این وجود مدل استاندارد یک اشکال تئوری دارد که مسئله سلسله مراتب [۲] است. در مدل استاندارد اختلاف بزرگی بین مقیاس الکتروضعیف ($M_\omega \simeq 100GeV$) و مقیاس پلانک ($M_{p1} = 2.4 \times 10^{18} GeV$) وجود دارد، بنابراین نسبت M_p/M_ω از مرتبه 10^{16} است. در مقیاس‌های حدود M_{p1} اثرات گرانش کوانتومی مهم می‌شود که مدل استاندارد قادر به توصیف آن نیست. مسئله سلسله مراتب باعث می‌شود که تصحیح به جرم هیگز بی‌نهایت بزرگ شود. ما معمولاً فرض می‌کنیم، جرم هیگز حدود $100GeV$ است. با توجه به عبارت $-\lambda_f H \bar{f} f$ در لاگرانژی، اگر میدان هیگز با فرمیون جفت شود، تصحیح کوانتومی به جرم هیگز در سطح تک‌حلقه فرمیونی به صورت زیر است:

$$\Delta m_H^2 = c\lambda_f^2[-\Lambda^2 + b]$$

Λ مقیاس قطع است. همانطور که مشاهده می‌شود در مقیاس پلانک تصحیح به جرم هیگز بی‌نهایت بزرگ است. تصحیح به جرم هیگز وقتی فرمیون کوارک t ($\lambda_f \sim 1$) باشد، بزرگترین مقدار را دارد. اگر ذره‌ی دیگری وجود داشته باشد که اعداد کوانتومی مشابه با فرمیون t را داشته باشد، تنها اسپین آن به اندازه $\frac{1}{2}$ با کوارک t اختلاف داشته باشد، با در نظر گرفتن اثر تصحیح ذره جدید مشاهده می‌کنیم که در تصحیح همدیگر را حذف می‌کنند. اگر ما تصحیح به جرم هیگز را برای حلقه بزونی در نظر بگیریم، تصحیح به جرم هیگز عبارت است از:

[۲] Hlerarchy problem

$$\Delta m_H^2 = c_2 \lambda_s [\Lambda^2 + b_2]$$

بنابراین با در نظر گرفتن دو تصحیح ناشی از حلقه بوزونی و فرمیونی مسئله سلسله مراتب حل خواهد شد.

انگیزه اصلی ارائه مدل ابر تقارن، ارائه راه حلی برای مسئله سلسله مراتب است. بنا به تعریف، ابر تقارن یک تقارن بین فرمیونها و بوزون‌هاست. نظریه ابر تقارن تنها با یک ایده آغاز شد و سپس این ایده به صورت یک نظریه فرمول‌بندی شد و به پیش‌بینی‌هایی می‌انجامد که می‌توانند به صورت آزمونی برای صحت این نظریه در نظر گرفته شوند. چنانچه شتاب‌دهنده‌ی LHC، ذرات ابر تقارنی را کشف کند، دریچه‌ای جدید از فیزیک ماورای مدل استاندارد به روی ما گشوده خواهد شد.

علاوه بر این مسئله، یک مسئله مشاهداتی وجود دارد، بطوریکه مدل استاندارد قادر به توصیف آن نیست. حدود ۴۰٪ از مجموع عالم از ماده ساخته شده است. بیشتر عالم، تقریباً ۵ برابر ماده معمولی، ماده تاریک است . دراخترشناسی و کیهان‌شناسی، ماده تاریک ماده‌ای فرضی است که چون از خود امواج الکترومغناطیسی گسیل یا بازتاب نمی‌کند، نمی‌توان آن را مستقیماً دید اما از اثرات گرانشی موجود بر روی اجسام مرئی، مثل ستاره‌ها و کهکشان‌ها می‌توان به وجود آن پی برد. ماده تاریک موجود در عالم باریونی نیست، بنابراین مدل استاندارد قادر به توصیف ماده تاریک نیست و تنها می‌تواند بخش کوچکی از عالم را توصیف کند.

یکی از موفقیت های مدل استاندارد ابر متقارن کمینه (MSSM) این بوده است که یک کاندیدای مناسب برای ماده تاریک معرفی می‌کند. سبکترین نوترالینو (LSP [۳]) نقش ماده تاریک را در این نظریه ایفا می‌کند.

مدل استاندارد بدون ماتریس جرمی نوترینوها، تنها دارای یک فاز ناقض CP است، در حالی که در مدل استاندارد ابر متقارن کمینه منابع متعددی برای نقض تقارن CP وجود دارد، نقض CP یکی از

[۳] Lightest Supersymmetric Particle

شرط‌های ساخاروف برای توضیح عدم تقارن باریونی – پادباریونی در جهان است.

در این پایان‌نامه ما فازهای ناقض CP در چارچوب مدل استاندارد ابر متقارن کمینه با نقض پاریته R در واپاشی سه‌خطی $\mu \to eee$ در انرژی‌های پایین را بررسی می‌کنیم. در ضمن تنها لپتونها را در نظر می‌گیریم.

در فصل اول این پایان‌نامه مروری بر مدل استاندارد خواهیم داشت و همچنین پایستگی عدد لپتونی و باریونی را توضیح خواهیم داد. در فصل دوم به مطالعه مدل ابرتقارن می‌پردازیم و سپس مفهوم پاریته R و نقض آن را بررسی می‌کنیم، سپس پیامدهای آن را مورد مطالعه قرار می‌دهیم.
همچنین قیدهایی را که به طور غیرمستقیم بر روی ثابت‌های جفت‌شدگی یوکاوا در نقض پاریته R وجود دارد را بیان می‌کنیم و در نهایت چگونگی به دست آوردن این ثابتها را به طور مستقیم از شتاب دهنده ها ارائه می کنیم. در فصل آخر، فازهای ناقض CP را در واپاشی نادر $\mu \to eee$ را با استفاده از قطبش عرضی پوزیترون نهایی و بی‌تقارنی به دست می آوریم.

فصل اول

مدل استاندارد

۱.۱ ذرات مدل استاندارد

ذرات بنیادی بر دو نوع اند: ۱) بوزون هاکه اسپین صحیح دارند و ۲) فرمیون هاکه‌ذرات با اسپین نیمه صحیح هستند. درمدل استاندارد ذرات بنیادی، برهم کنش ذرات با تقارن پیمانه‌ای $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ داده می‌شود. در این مدل فرمیون‌ها بر دو نوع اند: ۱) کوارک‌ها که در نمایش $SU(3)$ قرار می‌گیرند و درنتیجه برهم‌کنش قوی دارند. ۲) لپتون‌ها که برهم‌کنش قوی ندارند و یا به عبارت دیگر تحت تقارن $SU(3)$ مدل استاندارد ناوردا هستند.

لپتونها را می توان به سه نسل تقسیم کرد. نسل اول شامل e_L^- ، e_R^- وν_{eL} و پادذره‌های آنهامی‌شود. نوترینوی چپ دست (یاهمان ν_{eL})به همراه e_L^- در نمایش بنیادی $SU(2)_L$ قرار می‌گیرد. بارالکتریکی ν_{eL} صفر است و این ذره تنها برهم‌کنش ضعیف دارد. به همین علت آشکارسازی نوترینو بسیار دشوار است.

نسل دوم لپتون‌ها، از میون μ_L^-، μ_R^- و$\nu_{\mu L}$ و پادذره‌های ذرات مذکور تشکیل شده است. کلیه اعداد

کوانتومی ذرات نسل دوم برابر اعداد کوانتومی ذرات متناظر آنهادر نسل اول است. اماجرم میون حدود ۲۰۰ برابر جرم الکترون می‌باشد. درنتیجه میون برخلاف الکترون ذره‌ای ناپایدار است.

نسل سوم لپتونها شامل τ_L^-، τ_R^- و$\nu_{\tau L}$ وپادذرات آنها می‌باشد که اعداد کوانتومی برابر باذرات متناظر درنسل اول ودوم دارند.

کوارکها نیز در سه نسل جای می‌گیرند:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

سرانجام هر برهم‌کنش واسطه خودش را دارد: فوتون برای نیروی الکترومغناطیسی، دو W و Z برای نیروی ضعیف و گلوئون واسطه نیروی قوی است.

در مدل استاندارد، میدانی به نام هیگز(H) وجود دارد که دوتایه$SU_L(2)$ است. فرمیون‌ها و کوارک ها در مدل استاندارد با این میدان جفت می‌شوند.

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^{3} Y_i \bar{L}_{iL} H l_{iR} + (Y_d)_{ij} \bar{Q}_{iL} H d_{jR} + (Y_u)_{ij} \bar{Q}_{iL} H u_{jR} + H.c. \qquad (۱.۱)$$

پس از شکست تقارن الکتروضعیف، عضو بدون باردوتایه H مقدار انتظاری غیرصفر می‌گیرد و در نتیجه جمله یوکاوا درفرمول بالا به جمله جرمی برای لپتون‌های باردار و کوارکها تبدیل می‌شود.درمدل استاندارد نوترینوی راست دست وجود نداردبه همین علت درمدل استانداردنمی‌توان به گونه ای برای نوترینوها جمله جرمی نوشت که تحت تقارن الکتروضعیف ناوردا باشد.

۲.۱ تقارن طعم لپتونی

درمدل استاندارد نسل‌های مختلف لپتون‌ها باهم مخلوط نمی شوند. برای اثبات این مطلب لپتون‌های هر نسل را منسوب به عددی به نام عدد لپتونی نسل مزبور می‌کنیم .درجدول ۱.۱، لپتون ها برحسب بارQ، عددالکترونی (L_e)، عدد میونی (L_μ)و عدد تاو(L_τ)دسته بندی شده‌اند.عدد لپتونی هر پادذره با منفی عدد لپتونی ذره متناظر برابر است .عدد لپتونی سایر ذرات (کوارک‌ها و بوزون‌ها)برابر صفر است . می توان به آسانی نشان داد که به ازای هرi، لاگرانژی مدل استاندارد تحت تبدیل سرتاسری

L_τ	L_μ	L_e		
۰	۰	۱	-1	e
۰	۰	۱	۰	ν_e
۰	۱	۰	۱−	μ
۰	۱	۰	۰	ν_μ
۱	۰	۰	۱−	τ
۱	۰	۰	۰	ν_τ

جدول ۱.۱

$f \to e^{i\alpha L_i} f$ ناورداست. به عبارت دیگر عدد لپتونی هر نسل به طور جداگانه بقادارد. در نتیجه فرآیندهایی چون $\mu \to e\gamma$، $\mu \to eee$، $\mu N \to eN$ در چارچوب مدل استاندارد امکان پذیر نیستند. حدهای بسیار قوی بر روی آهنگ این فرآیندها وجود دارد که اصطلاحا گفته می‌شود که در مدل استاندارد عدد لپتونی نسل بقا دارد. برخلاف لپتون‌ها در چارچوب مدل استاندارد طعم کوارکی بقا ندارد.

۳.۱ نقض همزمان تقارن‌های همیوغ بار و پاریته CP

از میان تقارن های گسسته سه تقارن زیر ازاهمیت اساسی در فیزیک ذرات بنیادی برخوردار هستند:

۱- همیوغ بار(C): تبدیل ذره به پادذره

۲- پاریته (P): قرینه کردن مختصات فضایی $(x \to -\acute{x})$

۳- عکس زمانی (T): تبدیل پارامتر زمان به قرینه آن $(t \to -\acute{t})$

اهمیت این سه تقارن از آن دست است که هر نظریه میدان چهاربعدی موضعی تحت تبدیلات همزمان این سه تبدیل (CPT)ناورداست. یکی از مهمترین فعالیتها که نقشی اساسی در توسعه و شکل گیری ذرات در قرن بیستم داشته است، جستجو برای نقض تقارنهای بنیادی بوده است. آزمایشها و پژوهشهای صورت گرفته در خصوص تقارنهای گسسته — همیوغ بار، پاریته و عکس زمانی، اهمیت اساسی در شکل گیری بنیان مدل استاندارد ذرات بنیادی داشته است. به عنوان نمونه کشف تقارن پاریته دربرهمکنشهای ضعیف یک نمونه مشهور تفاوت میان چپ دستی و راست دستی در ساختار مدل استاندارد ذرات بنیادی بوده است، و یا کشف نقض همزمان تقارنهای همیوغ بار و پاریته CP در آمیختگی مزونهای کائون شاهدی غیر مستقیم بر وجود نسل سوم ذرات فرمیونی (کوارکها و لپتونها) قبل

از کشف مستقیم آنها بوده است.

مسئله مهمی که منجر به توجه فیزیکدانها در جهت مطالعه منابع نقض CP شده‌است ،اینست که نقض CP یکی از شرطهای ساخاروف برای توضیح عدم تقارن باریونی – پادباریونی در جهان است. توضیح و تبیین عدم تقارن باریونی جهان، یکی از مسائل حل نشده فیزیک نظری است .

نقض CP می تواند منجر به مقادیر غیر صفر برای دو دو قطبی الکتریکی ذاتی شود.

هامیلتونی که بیانگر برهم کنش اسپین ذره (S) با میدانهای الکترومغناطیسی است ، چنین توصیف می شود:

$$H = \mu \vec{B}.\frac{\vec{S}}{\mid \vec{S} \mid} - d\vec{E}.\frac{\vec{S}}{\mid \vec{S} \mid} \qquad (۱.۲)$$

تحت تبدیل $x \to -\acute{x}$ خواهیم داشت : $P(\vec{B}.\vec{S}) = \vec{B}.\vec{S}$ در حالی که : $P(\vec{E}.\vec{S}) = -\vec{E}.\vec{S}$. بنابراین وجود یک مقدار غیر صفر برای دو قطبی الکتریکی (d)بیانگرنقض پاریته خواهد بود. علاوه بر این غیر صفر بودن d نشانگر شکستن تقارن معکوس زمانی (T)نیز خواهد بود، زیرا $T(\vec{B}.\vec{S}) = \vec{B}.\vec{S}$ و $T(\vec{E}.\vec{S}) = -\vec{E}.\vec{S}$. بنابراین مقدار غیر صفر برای (d) تنهادر صورتی می تواند وجود داشته باشد که هر دو تقارن پاریته و معکوس زمانی شکسته شده باشند.

چنانچه قضیه پایستگی تقارن (CPT) را در نظر بگیریم، مقدار غیر صفر برای دو قطبی الکتریکی (d)یک ذره بنیادی به معنای نقض همزمان تقارن همیوغ بار و پاریته (CP) خواهد بود.

۴.۱ منابع نقض CP در مدل استاندارد

منبع نقض همزمان همیوغ بار و پاریته در مدل استاندارد ذرات بنیادی در برهمکنشهای الکتروضعیف آشکار می شود. در تئوری الکتروضعیف با سه نسل کوارک و لپتون یک فاز نقض CP وجود دارد که به ماتریس کبیبو–کوبایاشی –ماسکاوا (CKM) معروف است .

جفت شدگی با$W^{\pm}$ برای لپتونها صرفادر محدوده یک نسل رخ می دهد. جفت شدگی W با کوارکها به این سادگی نیست، زیرا هر چند ساختار نسلها مشابه است، اما برهمکنشهای ضعیف هویت جداگانه نسلها

راکاملا محترم نمی شمارد. برهمکنشهایی به شکل $d \to u + W^-$ (فرایندی که زیربنای واپاشی نوترون است $n \to p + e + \bar{\nu}_e$) وجود دارند، اما برهم کنشهایی با جفت شدگی بین نسلی نظیر $s \to u + W^-$ نیز وجود دارد(مثلا واپاشی $\Lambda \to p + e + \bar{\nu}_e$ دیده می شود).

در سال ۱۹۶۳ (هنگامی که d, u و s تنهاکوارکهای شناخته شده بودند) کابیبو پیشنهاد کرد که راس $d \to u + W^-$ حامل ضریب $\cos\theta_C$ است، در حالی که $s \to u + W^-$ دارای ضریب $\sin\theta_C$ است. نظریه کابیبو در مورد دهها آهنگ واپاشی بسیار موفق بود، اما یک مساله نگران کننده باقی ماند: این تصویر به K^0 اجازه می دهد تا به جفت $\mu^+\mu^-$ وابپاشد. دامنه باید با $\sin\theta_C\cos\theta_C$ متناسب باشد، اما آهنگ محاسبه شده بسیار بزرگتر از حد تجربی مجاز است.حل این پارادوکس را گلاشو،ایلیوپولوس و مایانی (GIM) در سال ۱۹۷۰ پیشنهاد کردند. آنها کوارک چهارمی (c) را مطرح کردند.

طرح کابیبو— GIM تعبیر ساده‌ای دارد: به جای کوارکهای فیزیکی d وs ، حالتهای صحیح که برای برهم کنشهای ضعیف استفاده می شوند d' و s' هستند که به صورت زیر داده میشوند.

$$d' = d\cos\theta_C + s\sin\theta_C \quad , \quad s' = -d\sin\theta_C + s\cos\theta_C \qquad (۱.۳)$$

در آن زمان، سازوکار GIM — با معرفی کوارک جدید برای تثبیت یک نقص فنی مرموز در نظریه ای آزموده نشده — کمی نا معقول به نظر می رسید. اما این شک با کشف $\psi(c\bar{c})$ در سال ۱۹۷۴فروکش کرد.در این فاصله، کوبایاشی وماسکاوا طرح کابیبو— GIM را چنان تعمیم دادند که از عهده هر سه نسل کوارک برآید.

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

نسلهای برهم کنش ضعیف با حالتهای کوارک فیزیکی توسط ماتریس کوبایاشی —ماسکاوا ارتباط دارند:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \qquad (۱.۴)$$

نه ورودی در ماتریس KM وجود دارد اما همه آنها مستقل نیستند. Uمی تواند به نوعی (شکل بندادی)تحول یابد که در آن فقط سه زاویه تعمیم یافته کابیبو و یک عامل فاز(δ) باقی بماند:

$$\begin{pmatrix} c_1 & s_1c_3 & s_1s_3 \\ -s_1c_2 & c_1c_2c_3 - s_2s_3e^{i\delta} & c_1c_2s_3 + s_2c_3e^{i\delta} \\ -s_1s_2 & c_1s_2c_3 + c_2s_3e^{i\delta} & c_1s_2s_3 - c_2c_3e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (۱.۵)$$

در اینجا c_i به جای $\cos_{\theta_i}$ و s_i به جای $\sin_{\theta_i}$ به کار رفته است.

علاوه بر این منبع نقض CP در مدل استاندارد، همانطور که گفتیم آزمایشهای جدید نشان می دهد که نوترینوها جرم دارند.در حالت کلی جرم نوترینوها می تواند شکل دیراکی، مایورانایی و یا ترکیبی از هر دو باشد. اگر جرم نوترینوها ساختاری دیراکی داشته باشد — بدان معنا که نوترینو راست دست نیز وجود داشته باشد — جمله جرمی بدین صورت بیان می شود.

$$m_D\bar{\nu}_L\nu_R + H.c \quad (۱.۶)$$

در این حالت مشابه با وضعیت کوارکها با سه طعم مایک فاز ناقض CP خواهیم داشت . چنانچه جرم نوترینوها ، مایورانایی باشد وتنها نوترینوهای چپ دست وجود داشته باشد، جمله جرمی به صورت

$$m_L\nu_L^TC^{-1}\nu_L + H.c \quad (۱.۷)$$

بیان میشود که C ماتریس همیوغ بار است . در حالتی که جرم نوترینوها مایورانایی باشد علاوه بر فاز نقض CP دیراکی دو فاز دیگر نیز به پارامترهای ماتریس جرمی اضافه می شود و در مجموع سه فاز ناقض CP خواهیم داشت.

فصل دوم

ابرتقارن و پاریته R

در این فصل ابتدا نظریه ابرتقارن را بیان می کنیم .در ادامه مفهوم پاریته‌ی R و نتایج آن را مطالعه می کنیم . سپس نقض پاریته‌ی R راتوضیح می دهیم .همچنین قیدهایی را که به طور غیرمستقیم روی ثابتهای جفت شدگی یوکاوا در نقض پاریته‌ی R وجود دارد رامطالعه می کنیم .در نهایت امکان اندازه‌گیری ثابت های جفت شدگی یوکاوا در نقض پاریتهR به طور مستقیم در شتاب دهنده‌ها را بررسی می کنیم.

۱.۲ ابرتقارن

ابر تقارن تنها با یک ایده آغاز شد. بنا به تعریف ابرتقارن یک تقارن بین فرمیونها و بوزون ها است . چنانچه شتاب دهنده LHC ، ذرات ابر تقارنی را کشف کند، دریچه ای جدید از فیزیک ماورای مدل استاندارد به روی ما گشوده خواهد شد. انگیزه اصلی ارائه این مدل تبیین راه حلی برای مسئلهء سلسله مراتب است. مسئله سلسله مراتب این پرسش را مطرح می کند که چرا جرم پلانک از مرتبه10^{16} برابر مقیاس الکتروضعیف است. در مقیاسهای حدود جرم پلانک اثرات گرانش کوانتومی مهم می شود که

مدل استاندارد قادر به توصیف آن نیست .

نکته‌ه در این است که m_H^2 از مرتبهء$(100Gev)^2$ است . تصحیح کوانتومی به جرم هیگز در مرتبه تک حلقه فرمیونی به صورت زیر است[۲] :

$$\Delta m_H^2 = c\lambda_f^2[-\Lambda^2 + b] \qquad (۲.۱)$$

λ_f ثابت جفت شدگی یوکاوا وΛ مقیاس قطع است. مسئله سلسله مراتب باعث می شود که تصحیح به جرم هیگز در مقیاس پلانک بینهایت بزرگ شود.اگر ما تصحیح کوانتومی به جرم هیگز در مرتبه تک حلقه بوزونی را در نظر بگیریم ، عبارت است از:

$$\Delta m_H^2 = c_2\lambda_s[\Lambda^2 + b] \qquad (۲.۲)$$

بامقایسه‌ی روابط (۲.۱) و (۲.۲) مشاهده می کنیم، تصحیح کوانتومی ناشی از تک حلقه فرمیونی و بوزونی به Δm_H^2 در یک علامت منفی اختلاف دارند.ایده‌ی ابرتقارن از اینجا مطرح شد که اگر یک تقارنی بین فرمیون ها و بوزون هاوجود داشته باشد،این دو تصحیح می توانند همدیگر را حذف کنند.
تحت یک تبدیل ابرتقارنی، یک حالت فرمیونی به یک حالت بوزونی می انجامد و برعکس .عملگر تبدیل ابرتقارنی باQ نشان داده می شود.

$$Q \mid Boson >=\mid Fermion >, \qquad Q \mid Fermion >=\mid Boson > \qquad (۲.۳)$$

در مدل ابرتقارن بین عملگرهای ابرتقارنی روابط پادجابجایی وجود دارد،که این در مقایسه با جبرمعمولی – لی که فقط شامل روابط جابجایی است تعمیم قابل توجهی است.همچنین بین عملگرهای ابرتقارنی و دیگر عملگرها روابط جابجایی وجود دارد.

$$\{Q, Q^\dagger\} = P^\mu, \qquad (۲.۴)$$

$$\{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \qquad (۲.۵)$$

$$\{P^\mu, Q\} = \{P^\mu, Q^\dagger\} = 0 \qquad (۲.۶)$$

در روابط بالا P^μ مولد انتقال در فضا—زمان است .

حالتهای ذره در نظریه ابرمتقارن در یک نمایش های کاهش ناپذیر جبر ابرتقارنی قرار می گیرد که چندتایی ها [۱] نامیده می شود.عملگرهای ابرتقارنی اعضای مختلف یک چندتایی را به یکدیگر تبدیل می کنند. ذرات درون یک چندتایی مشابه باید نمایش گروه پیمانه ای مشابه ، علاوه بر این جرم ، بار الکتریکی آیزواسپین ودرجه آزادی رنگ مشابه داشته باشند. همچنین تعداد درجات آزادی بوزونی و فرمیونی درون یک چندتایی با هم برابر است .

در فیزیک ذرات بنیادی ما علاقه مند به مدل استاندارد ابرمتقارن کمینه هستیم .با این وجود می دانیم که ابرتقارن یک تقارن صریح برای طبیعت نیست زیرا ذرات ابرتقارنی دیده نشده است .در تئوری مدل استاندارد ابرمتقارن کمینه ، ابرتقارن شکسته می شود، به نحوی که خواص خوب آن که شامل حل مسئله سلسله مراتب است، حفظ می شود.

ما مدل استاندارد ابرمتقارن کمینه با ابر پتانسیل زیر را در نظر می گیریم

$$W_{MSSM} = \lambda_{ij} H_d L_i E_j + \lambda_{ij} H_d Q_i D_j - \lambda_{ij} H_u Q_i U_j \qquad (۲.۷)$$

که L_i، Q_i، H_u و H_d دوتایی های تک دست ابرمیدان [۲]مطابق با لپتون های چپ دست و کوارک های چپ دست و دوتایی های هیگزMSSM هستند.

همانطور که در فصل اول بیان شد، مدل استاندارد بدون ماتریس جرمی نوترینوها تنها دارای یک فاز ناقض CP است .در حالی که مدل استاندارد ابرمتقارن کمینه دارای تعداد بیشتری فاز ناقض CP است .

[۱] supermultiplets

[۲] doublet of chiral superfield