فصل ۱

فیزیک نوترینو

« **یاسمن فرزان** »
پژوهشگاه دانشهای بنیادی IPM

بنا به‌مدل استاندارد ذرات بنیادین، نوترینوها ذراتی بدون جرم هستند. این در حالی است که مشاهدات نوترینو های خورشیدی و اتمسفری و همچنین نوترینو های ساطع شده از نیروگاه‌های هسته‌ای نشان می‌دهند که جرم نوترینوها غیرصفر است. در این سری سخنرانی‌ها، پس از مروری کوتاه بر خواص نوترینوهادرمدل استاندارد، مشاهداتی را که با این مدل سازگار نیستند مرور می کنیم.آنگاه نشان می دهیم که چگونه با نسبت دادن جرمی کوچک به نوترینو ها می‌توان این مشاهدات را توضیح داد. سپس مدل‌های مختلف جرم نوترینو را دسته بندی می کنیم و نتایج پدیده شناسی ناشی از این مدل‌ها و امکان تمییز آنهارا بیان می‌نماییم. در آخر چند نمونه از سئوالات بی پاسخ مانده در مورد نوترینوها را — که موضوع تحقیق در آزمایشگاه‌های معتبر دنیاست — برمی شماریم.

واژه‌های کلیدی: نوسان نوترینوها، بقای عدد لپتونی

۱—۱ نوترینوهادرچارچوب مدل استاندارد ذرات بنیادین

در این بخش خواص نوترینوها را در مدل استاندارد با تاکید بر بقای عدد لپتونی مرور می کنیم .

همانگونه که از درس آشنایی با ذرات بنیا دین به خاطر دارید ذرات بنیادین بردونوع اند:۱) بوزون‌هاکه‌اسپین صحیح دارندو۲) فرمیون‌ها که ذرات با اسپین نیمه صحیح هستند. در مدل استاندارد ذرات بنیادین، برهمکنش ذرات با تقارن پیمانه ای $SU(۳)\times SU(۲)_L\times U_Y(۱)$داده می شود. در این مدل فرمیون‌ها بر دو نوع‌اند: ۱) کوارک ها که در نمایش بنیادی $SU(۳)$ قرار می گیر ند ودر نتیجه بر همکنش قوی دارند. ۲) لپتون‌ها که بر همکنش قوی ندارند ویا به عبارت دیگر تحت تقارن $SU(۳)$ مدل استاندارد ناوردا هستند. در این سری سخنرانی‌ها ما تنها لپتون ها را مورد مطالعه قرار می دهیم .

لپتون‌ها را می‌توان بر سه نسل تقسیم کرد. نسل اول شامل e_L^-, e_R^-, ν_{eL} وپاددره‌های آنها می شود. نوترینوی چپ دست (یا همان ν_L) به همراه e_L^- در نمایش بنیادی $SU(۲)_L$ قرار می گیرد. بار الکتریکی ν_{eL} صفر است و این ذره تنها برهمکنش ضعیف دارد. به همین علت آشکارسازی نوترینو بسیار دشواراست. به همین خاطر با اینکه نوترینو ها به وفور در اطراف ما وجود دارند اطلاعات ما در مورد آنها بسیار کمتر ازدیگرذرات است .

نسل دوم لپتون ها، از میون (μ_R^-و μ_L^-) و $\nu_{\mu L}$ وپاددره‌های ذرات مذکور تشکیل شده است . کلیه اعداد کوانتمی ذرات نسل دوم برابراعدادکوانتمی ذرات متناظر آنها در نسل اول است؛ اما جرم میون حدود ۲۰۰ برابر جرم الکترون می باشد. در نتیجه میون برخلاف الکترون ذره‌ای ناپایدار است.

نسل سوم لپتون ها شامل τ_L^-, τ_R^+, $\nu_{\tau L}$ و پاددرات آنها می باشد که اعداد کوانتمی برابر با ذرات متناظر در نسل اول و دوم دارند. یادآوری می کنم که برهمکنش نوترینوها در مدل استاندارد— پس از شکست تقارن الکتروضعیف $[SU_L(۲)\times U_Y(۱)\to U_{em}(۱)]$— به صورت زیر است:

$$\mathcal{L}=\sum_{i=۱}^{۳}\frac{g}{\sqrt{۲}}(W_\mu^+\bar{\nu}_{iL}\gamma^\mu\ell_{iL}+W_\mu^-\bar{\ell}_{iL}\gamma^\mu\nu_{Li})+\frac{g}{۲\cos\theta_W}Z_\mu\bar{\nu}_{iL}\gamma^\mu\nu_{iL} \qquad (۱)$$

در فرمول بالا "i" اندیس نسل است به طوریکه $\ell_{۱L}=e$, $\nu_{۱L}=\nu_{eL}$ والخ.

درمدل استاندارد، میدانی اسکالر به نام هیگز (Φ) وجوددارد‌که دوتایه $SU_L(۲)$ است. فرمیون‌ها درمدل استاندارد با این‌میدان جفت می شوند (Yukawa coupling)

$$\mathcal{L}=-\sum_{i=۱}^{۳}Y_i\bar{L}_{iL}\cdot\Phi\ell_{iR}+\text{H.c.} \qquad (۲)$$

$n_۳$	$n_۲$	$n_۱$	
۰	۰	۱	e
۰	۰	۱	ν_{eL}
۰	۱	۰	μ
۰	۱	۰	$\nu_{\mu L}$
۱	۰	۰	τ
۱	۰	۰	$\nu_{\tau L}$

در این فرمول همانند مورد قبل i اندیس نسل است و $L_{iL} = (\nu_{iL}, \ell_{iL})$. پس ازشکست تقارن $SU(۲)_L \times U(۱)_Y$، عضو بدون بار دوتایه Φ مقدار انتظاری غیرصفر می گیرد ودرنتیجه جمله Yukawa در فرمول بالا به جمله جرمی برای لپتون های باردار تبدیل می شود:

$$\mathcal{L} = -m_e \bar{e}e - m_\mu \bar{\mu}\mu - m_\tau \bar{\tau}\tau \qquad (۳)$$

دو نکته در اینجا قابل توجه است :

۱)در مدل استاندارد نسل‌های مختلف با هم مخلوط نمی شوند. برای اثبات این مطلب لپتون‌های هر نسل را منسوب به عددی به نام عدد لپتونی نسل (Lepton Flavor Number) مزبور می کنیم و آن را با n_i نشان می دهیم (اندیس "i"نشاندهنده نسل است). عدد لپتونی لپتون‌ها در جدول بالا نشان داده شده‌اند. عدد لپتونی هرپادذره برابر است با منفی عدد لپتونی ذره متناظر. عدد لپتونی سایر ذرات (کوارک هاوبوزون‌ها) برابر صفر است . می توان به آسانی نشان داد که به ازای هر i، لاگرانژی مدل استاندارد تحت تبدیل سرتاسری $f \to e^{i\alpha n_i} f$ ناورداست .به عبارت دیگر عدد لپتونی هر نسل به طور جداگانه بقا دارد. درنتیجه فرآیندهایی چون $\mu^+ \to e^+\gamma$ ،$\mu^+ \to e^-e^+e^+$ و $\tau^+ \to \mu^+\gamma$ در چارچوب مدل استاندارد امکان پذیر نیستند. دقت کنید که‌این نتیجه در تمام مراتب اختلال معتبر است . اگر به کتابچه ذرات بنیادین (Particle Data Group booklet or PDG) [۱] مراجعه کنید خواهید دید که حدهای آزمایشگاهی بسیار قوی بر روی آهنگ این فرآیندها ذکر شده است. اصطلاحا گفته می شود که در مدل استاندارد Lepton Flavor Number بقا دارد.

۲)در مدل استاندارد نوترینوی راست دست وجود ندارد وبه همین علت در مدل استاندارد نمی توان به‌گونه‌ای برای نوترینوها جمله جرمی نوشت که تحت $SU(۲)_L \times U_Y(۱)$ ناوردا باشد.

۱—۲ نوترینوهای پیرامون ما

منابع متنوعی برای تولید نوترینو وجود دارد. بنا به مدل‌های متعارف کیهانشناسی، نوترینو ها پس از فوتونها فراوانترین ذرات بنیادین درطبیعت هستند. باور عمومی بر این است که‌هنگام به وجود آمدن عالم در پدیده مهبانگ (big bang) نوترینوهای زیادی به همراه فوتون وذرات دیگر به وجود آمده اند که نوترینوهای زمینه (background neutrinos) خوانده می شوند. درزمان حال انرژی این نوترینوها بسیار کم است ($\sim ۱۰^{-۴}$ eV) و درنتیجه آشکارسازی آنها بسیار مشکل می باشد به طوری که تا به امروز این نوترینو ها به طور مستقیم مشاهده نشده اند. برای اطلاعات بیشتر در مورد نوترینوهای زمینه به بخش مهبانگ این درسنامه مراجعه کنید. در این بخش انواع دیگر منابع نوترینو را که از نظر پدیده‌شناسی مهم هستند مورد مطالعه قرار می دهیم .

الف) نوترینوهای خورشیدی: همانطوری که می دانید در مرکز خورشید طی چند مرحله همجوشی پروتون به هلیم انجام می پذیرد که‌با تولید ν_e همراه است: $۴p^+ \rightarrow \mathrm{He}^{++} + ۲e^+ + ۲\nu_e$. انرژی نوترینوهای خورشیدی کمتر از ۱۴.۵ MeV ومیانگین آنها حدود ۷ MeV می باشد. برای اطلاع بیشتر از مراحل تولید نوترینو در خورشید و طیف نوترینوهای خورشیدی به [۲] مراجعه کنید. از دهه۶۰میلادی تا به امروزآشکارسازهای متنوعی با فن آوری های مختلف برای مشاهده نوترینوهای خورشیدی طراحی و ساخته شده اند. برای اطلاع بیشتر مراجعه کنید به [۳].

از جمله مهمترین این آشکارسازها می توان به Super-Kamiokande درژاپن و SNO در کانادا اشاره کرد که هم اکنون نیز در حال مشاهده وجمع آوری داده هستند. همانطورکه در بخش بعد خواهیم دید یافته های این دو آشکارساز با پیشگویی های مدل استاندارد سازگاری ندارد.

ب) نوترینوهای اتمسفری: همانطوری که می دانید جو اطراف زمین به صورت همسانگرد مورد اصابت اشعه کیهانی قرار می گیرد. ذرات پرانرژی اشعه کیهانی هنگام برخورد بامولکول‌های هوا ذرات پایون تولید می کنند. پایون ها پیش از رسیدن به زمین وامی پاشند و منجربه تولید نوترینوهایی می شوند که اصطلاحا نوترینوهای اتمسفری نامیده می شوند:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

همینطور

$$\pi \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

انرژی این نوترینوها حدود GeV ۱ و بالاتراست. آشکارسازهای مختلفی برای مطالعه نوترینوهای اتمسفری ساخته شده اند ویا دردست طراحی هستندکه از مهمترین آنها می‌توان به آشکارساز Super-Kamiokande در ژاپن اشاره کرد. توجه کنید که از آنجایی که انرژی نوترینوهای اتمسفری بسیار بالاتر از انرژی نوترینوهای خورشیدی است، این دو در آشکارساز Super-Kamiokande قابل تمییز هستند.

ج) نوترینوهای راکتوری: نیروگاه‌های هسته‌ای که برپایه شکافت هسته کارمی کنند مقدار زیادی $\bar{\nu}_e$ ساطع می کنند. طیف‌انرژی این نوترینوها با استفاده از محاسبات هسته ای قابل پیش بینی است . همینطور با توجه به توان راکتور می‌توان شار کل نوترینو ها راتخمین زد. نوترینوهای راکتوری برای آزمایش‌های نوترینو ایده‌آل هستند چرا که کنترل ما بر منبع آنها نسبتا زیاد است . آشکارساز های مختلفی در اقصی نقاط دنیا برای مطالعه نوترینوهای راکتوری ساخته شده‌اند ویا در حال ساخت هستند. فهرستی از این آزمایش‌ها در [۴] موجود میباشد. از جمله این آزمایش‌ها می توان به KamLAND در ژاپن اشاره کرد که کمک شایانی به‌تعمیق فهم ما از خواص نوترینو کرده است .

د) نوترینوهای زمینی : همانطوری که می‌دانیددرداخل زمین عناصر رادیواکتیو وجوددارند. این عناصر $\bar{\nu}_e$ با انرژی حدود MeV ۳—۲ تولید می کنند. اخیرا پیشنهاد شده است که با مطالعه این نوترینوها توسط آشکارساز KamLAND می توان اطلاعات جدیدی در مورد نمایه (profile) زمین به دست آورد [۵]. امید است که فیزیک نوترینو راه‌های تازه‌ای برای زلزله شناسی وخدمت به بشر بر ما بگشاید.

۱—۳ مشاهداتی که با مدل استاندارد ذرات بنیادین همخوانی ندارند

همانطوری که می دانید برای به چالش کشیدن مدل استاندارد شتابدهنده های بزرگ و پرهزینه‌متعددی چون CERN (سوییس)، FermiLAB (آمریکا)، SLAC (آمریکا) راه اندازی شده اند، اما تاکنون هیچ نشانه قابل توجهی دراین شتابدهنده ها دال بر عدم توانایی مدل استاندارد در توضیح پدیده ها مشاهده نشده است. جالب توجه است که نقاط ضعف مدل استاندارد —نه در این شتابدهنده های پرهزینه — بلکه در آشکارسازهای نوترینو خود را نمایان ساخته اند. در این بخش مشاهداتی را که با مدل استاندارد همخوانی ندارند یک به یک بر می شماریم .

بی هنجاری نوترینوهای خورشیدی (solar neutrino anomalies): ازنظرتاریخی[1] اولین بی‌هنجاری نوترینو (neutrino anomaly) در نوترینوهای خورشیدی حدود چهل سال پیش آشکار شد. در همان موقع، دانشمندان با استفاده از مدل‌های خورشیدی ومحاسبات فیزیک هسته ای مقدار شار ν_e برروی زمین را تخمین زده بودند. اما مقدار شار ν_e اندازه‌گیری شده، به میزان قابل توجهی از این مقدار تخمین زده شده کمتر بود. در آن هنگام خطای آماری مشاهده بیشتر از آن بود که بتوان نتیجه گیری قابل اعتمادی کرد. از طرف دیگر مدل خورشیدی هنوز کاملا اثبات نشده بودوانتظار می رفت که‌با اصلاح مدل خورشیدی (دماوفشار در مرکز خورشید) بتوان مقدار شار تخمین زده را به حد مطلوب رساند. بااینهمه، همانموقع Bruno Pontecorvo با الهام از پدیده‌آشنای $K^\circ \leftrightarrow \bar{K}^\circ$ پیشنهادکرد که می‌توان مساله نوترینوهای خورشیدی را نیز با تبدیل ν_e به ν_μ و ν_τ درمسیر توضیح داد. توجه کنید که $\nu_e \to \nu_\tau, \nu_\mu$ به معنای عدم بقای عدد لپتونی است که بامدل استاندارد همخوانی ندارد. با گذشت زمان در طی ۴۰ سال گذشته،با مطالعه موج‌های سطح خورشید اطلاعات ما راجع به این ستاره بیشتر شده است و از قرار معلوم مدل «استاندارد» ترمودینامیکی خورشید قابل اعتماد است. از طرف دیگر با جمع آوری داده های بیشتر، خطای آماری دراندازه گیری شار ν_e ساطع شده از خورشید کمتر شده است ولی همچنان نتایج مشاهده شده با میزان تخمین زده شده مطابقت ندارد. در سال ۲۰۰۱ میلادی آزمایش SNO [٦] مقدار کل شار نوترینورا (تعداد کل ν_e ، ν_μ و ν_τ که در بازه زمانی مشخص از خورشید به زمین می رسند) اندازه گرفت . این مقدار بر مقدار پیش بینی شده شار ν_e توسط مدل استاندارد خورشیدی منطبق است. امروزه باور عمومی بر این است که مقداری از ν_e پس از تولید به ν_μ و ν_τ تبدیل می شود. این پدیده را اصطلاحا نوسان نوترینوها (neutrino oscillation) می نامند که در بخش بعد به آن خواهیم پرداخت .

بااین که درسال ۲۰۰۱، نتایج آزمایش SNO صحت فرضیه تبدیل ν_e به ν_μ و ν_τ را تایید کردند با این‌حال تا سال ۲۰۰۲ جواب های مختلفی برای مساله نوترینوهای خورشیدی وجودداشت که اصطلاحاً SMA، LMA، VAC و LOW solution نامیده می شدند۰ همه این جواب‌ها بر پایهٔ نوسان نوترینوها (neutrino oscillation) بنا نهاده شده بودند. اما هر کدام مقادیر متفاوتی به پارامترهای مربوطه نسبت می‌دادند.

در سال ۲۰۰۲ نتایج KamLAND عرضه شد [۸]. این نتایج نشان دادند که جواب صحیح همان LMA (مخفف Large Mixing Angle) است که در بخش بعد به آن خواهیم پرداخت. KamLAND همانگونه که در بخش قبل به آن اشاره شد آشکارساز نوترینوهای راکتوری است که درنیروگاه‌های هسته‌ای ژاپن وکره تولید می شوند. این آشکارساز به $\bar{\nu}_e$ حساس است اما $\bar{\nu}_\mu$ و $\bar{\nu}_\tau$ را مشاهده نمی کند. درنتیجه اگر $\bar{\nu}_e$ در مسیر خود ازراکتورتا آشکارساز به $\bar{\nu}_\mu$ و $\bar{\nu}_\tau$ تبدیل شود، مقدار اندازه گیری شده کمتر از مقدار پیش بینی شده

[1] برای آشنایی مختصر با تاریخ نوترینو مراجعه کنید به- http://www.ps.uci.edu/ su-perk/neutrino.html.

خواهد بود. مشاهدات KamLAND نشان می دهند که شار $\bar{\nu}_e$ کمتر از مقدار پیش بینی شده است اما با $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ تحت پارامترهای LMA سازگار است .بنابراین آزمایش‌های زمینی و مشاهدات خورشیدی هردو به یک پدیده یعنی نوسان نوترینوها (neutrino oscillation) دلالت می کنند.

نوترینوهای اتمسفری : دیگرمشاهده نوترینو که ناکارآمدی مدل استاندارد ذرات را برما آشکار می سازد مشاهده نوترینوهای اتمسفری است. آشکارساز Super-Kamiokandeودیگر آشکارسازهایی که تا کنون به مشاهده نوترینوهای اتمسفری پرداخته‌اند، قادرند ν_e را از ν_μ و $\bar{\nu}_e$ را از $\bar{\nu}_\mu$ تمییز دهند، با اینحال قادر نیستند نوترینو را از پادنوترینو تشخیص دهند. همانطوری که در بخش قبل دیدیم به ازای هر ν_e (یا $\bar{\nu}_e$) اتمسفری انتظار می رود یک جفتِ $\bar{\nu}_\mu, \nu_\mu$ وجودداشته باشد.درنتیجه انتظار داریم تعداد کل $\bar{\nu}_\mu, \nu_\mu$ مشاهده شده دو برابر $\nu_e, \bar{\nu}_e$ باشد. مشاهدات نشان می دهند که نوترینوهایی که از بالا به آشکارساز می رسند (بدون گذر از زمین) این انتظار را برآورده می کنند ولی نوترینوهایی که از پایین (پس از گذر از زمین) به آشکارساز می رسند چنین نیستند؛ به این معنا که مقداری از $\bar{\nu}_\mu$ و ν_μ هنگام عبور از زمین ناپدید می شود. ازآنجایی که برهمکنش نوترینوها با مواد بسیار ضعیف است، این پدیده را نمی توان با جذب توضیح داد. باور براین است که راز ناپدید شدن $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ نیز درپدیده‌نوسان نوترینوها (neutrino oscillation) نهفته است. بدین ترتیب که $\bar{\nu}_\mu$ و ν_μ به هنگام عبور از زمین به ترتیب به $\bar{\nu}_\tau$ و ν_τ تبدیل میشوند. اما $\bar{\nu}_\tau$ و ν_τ در این محدوده انرژی قابل شناسایی در Super-Kamiokande نیستند. درنتیجه به نظر می رسد که مقداری از ν_μ و $\bar{\nu}_\mu$ در مسیر ناپدید شده‌اند.

برای امتحان فرضیه‌نوسان (oscillation) نوترینوهای اتمسفری و همچنین اندازه گیری دقیقتر پارامترهای مربوطه، آزمایش‌های متعددی موسوم به long baseline experiments طراحی شده‌اند. دراین میان، تا به امروز تنها نتایج K2K درژاپن و MINOS در امریکا ارائه وپردازش شده‌اند. نتایج این آزمایش‌ها ، بافرضیه نوسان نوترینوهای اتمسفری سازگار است . فهرستی از این آزمایش‌ها در [۹] وجود دارد.

۱—۴ پدیده‌نوسان نوترینوها (neutrino oscillation)

همانطوری که در بخش قبل دیدیم بی‌هنجاری های موجود در مشاهدات نوترینو باپدیده‌نوسان نوترینوها (neutrino oscillation)— که بر پایه جرم غیر صفر نوترینوها استوار است — توضیح داده می شوند. در این بخش ابتدا پدیده‌نوسان نوترینوها در خلأ را توضیح خواهیم داد، سپس به‌نوسان نوترینوها در محیط ماده خواهیم پرداخت.

دومفهوم ویژه‌حالت جرم (mass eigenstate) و ویژه‌حالت طعم (flavor eigenstate) در پدیده نوسان نوترینوها نقش کلیدی دارند. در اینجا این دومفهوم را توضیح می دهیم و

بر تفاوت آنها تاکید می کنیم. درمدل استاندارد ذرات، سه نوع لپتون باردار (e, μ, τ) وجود دارند که جرم مشخص دارند و یا به عبارت دیگر ویژه‌حالت جرم هستند. همانطوری که در فرمول ۱، نشان داده شده است، این لپتون ها (که آنها را به صورت جمعی با ℓ_α نشان می دهیم) در رأس جریان باردار (charged current vertex) بانوترینویی جفت می شودکه ویژه‌حالت طعم است. به عنوان مثال فرآیند $W^+ \to \nu_\alpha \bar{\ell}_\alpha$ را درنظر بگیرید. آنچه به همراه e^+ تولید می شود ویژه‌حالت طعم، ν_e، است وهمینطور الخ. با این حال، ویژه‌حالت طعم، ν_α، لزوماً جرم مشخص ندارد و ترکیبی خطی ازویژه‌حالت‌های جرم است؛ به عبارت دیگرمی توان نوشت

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^{3} U^*_{\alpha i} |\nu_i\rangle. \qquad (۴)$$

دراینجا، $|\nu_i\rangle$ نشانگرویژه‌حالت‌های جرم هستندو $U_{\alpha i}$ماتریسی یکانی است که ماتریس اختلاط (mixing matrix) خوانده می‌شود.

نوترینویی باطعم مشخص را با تکانه p در نظر بگیرید. پس ازگذشت زمان t، این نوترینو به صورت زیر تحول می یابد:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^{3} U^*_{\alpha i} |i\rangle \to |\nu_\alpha; t\rangle = e^{-iHt} |\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^{3} U^*_{\alpha i} e^{-iE_i t} |i\rangle \qquad (۵)$$

که در آن $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$. ازآنجایی که $m_i \ll p$[۲]، می توان ازتقریب فرانسبیتی استفاده کرد و نوشت $E_i = p + m_i^2/(2p)$. درنتیجه

$$\langle \nu_\alpha | \nu_\beta; t\rangle = e^{-ipt} \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i} U^*_{\beta i} e^{-im_i^2 t/(2p)} \qquad (۶)$$

احتمال تبدیل ν_β به ν_α پس از گذشت زمان t، $P(\nu_\beta \to \nu_\alpha; t)$، برابر است با

$$P(\nu_\beta \to \nu_\alpha; t) = |\langle \nu_\alpha | \nu_\beta; t\rangle|^2 = \sum_{j=1}^{3} \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i} U^*_{\alpha j} U^*_{\beta i} U_{\beta j} e^{i(m_j^2 - m_i^2)t/(2p)} \qquad (۷)$$

دقت کنید که درحالت کلی، به ازای $(\alpha \neq \beta)$، $P(\nu_\beta \to \nu_\alpha)$ می تواند غیر صفر باشد یا به عبارت دیگر عدد لپتونی مربوط به هر نسل می تواند نقض شود (lepton flavor violation). نکته دیگر آنکه، رفتار $\mathrm{P}(\nu_\beta \to \nu_\alpha; t)$ بر حسب زمان سینوسی است؛ به همین جهت، این پدیده را نوسان (oscillation) می نامند. رابطه(۷)نشان می دهدکه برای تحقق نقض عدد لپتونی هر نسل ویا به عبارت دیگر$\mathrm{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta)$ به ازای $(\alpha \neq \beta)$ دوشرط زیر بایدارضاء شوند:

[۲] بنا به نتایج آزمایش MAINZ [۷]، $m_\nu < 2.2$ eV . در حالیکه نوترینوهایی‌که قابل آشکارسازی هستند(مثل نوترینوهای خورشیدی ،اتمسفری وراکتوری)انرژیی بیش از چند MeV دارند.

الف) به ازای $i \neq j$ ،$m_i \neq m_j$ یا به عبارت دیگر واگنی جرم وجود نداشته باشد.

ب) ماتریس یکانی U متناسب ماتریس واحد نباشد. اصطلاحاً گفته می شود که باید اختلاط (mixing) وجود داشته باشد.

درمدل استاندارد ذرات، شرط اول برقرار نیست ($m_۱ = m_۲ = m_۳ = ۰$). درنتیجه، درچارچوب مدل استاندارد، عدد لپتونی منسوب به هر نسل بقا دارد و به ازای $\alpha \neq \beta$، $P(\nu_\alpha \to \nu_\beta; t) = ۰$.

همین ملاحظه را می توان درمورد پاد نوترینوها نیز تکرار کرد، با این تفاوت که ماتریس اختلاط پاد نوترینوها به جای U^*، با U داده می شود

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_{i=۱}^{۳} U_{\alpha i} |\bar{i}\rangle \qquad (۸)$$

رابطه بالا را با (۴) مقایسه کنید.

در تئوری های متعارف که‌با هامیلتونیِ هرمیتیِ ناوردا تحت تبدیلات لورنتس توصیف می شوند، تقارن CPT وجود دارد [۱۱]. با استفاده از تقارن CPT، به عنوان تمرین می توانید نشان دهید که $P(\nu_\beta \to \nu_\alpha) = P(\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta)$. این تساوی رامی توان به صورت مستقیم هم اثبات کرد.

توجه داشته باشید که نوسان نوترینوها (neutrino oscillation) یک پدیده کوانتم مکانیکی است وهمانند هر پدیده کوانتمی دیگری شما می توانید با طرح آزمایش‌های ذهنی به انواع پارادوکس نماها برسید. طرح وحل این پارادوکس نماها، خالی از لطف نیست؛ اما متأسفانه دراین مقال نمی گنجد. به عنوان یک مرجع جالب دراین زمینه، می‌توان به [۱۲] اشاره کرد.

تا اینجاما تنها تحول (evolution) نوترینوها را در خلاء بررسی کردیم. در صورتی‌که بیشترنوترینوهایی که می شناسیم درمحیط ماده حرکت می کنند. مثلاً نوترینوهایی که درداخل خورشید تولید می شوند تا به سطح آن برسند ازمحیطی بسیار چگال عبور می کنند که برتحول آنها تاثیر قابل توجهی دارد. یا به طور مثال آزمایش‌های long baseline را درنظر بگیرید. دراین گونه آزمایش‌ها فاصله منبع — که‌یک شتابدهنده است — تا آشکارساز چندصد کیلومتر است. درنتیجه باریکه‌نوترینو (neutrino beam) باید از داخل زمین عبور کند.

وقتی ذره‌ای چون نوترینو از داخل ملائی (medium) عبور می کند با ذرات تشکیل دهنده آن برهم‌کنش می کند. البته درمورد نوترینو که تنها برهم‌کنش ضعیف دارد می‌توان از تغییرتکانه صرفنظر کرد چرا که در موارد مورد بررسی ما مسافت پویش آزاد میانگین بسی بیشتر از مسافت طی شده در محیط ملأ است. اما اثرجمعی پراکندگی به جلو (collective forward scattering)[۳] اگر به صورت همدوس (coherent) باشد، به صورت

[۳] درپراکندگی به جلو، تکانه و اسپین ذرات تشکیل دهنده ملأ تغییر نمی کنند.

یک فاز ظاهر می شود که می تواند تاثیر زیادی در پدیده نوسان نوترینوها داشته باشد. ظهورفاز غیرصفر هنگام عبور یک موج از داخل یک ملأ پدیده آشنایی است. اما این اثر در مورد نوترینوها، برای اولین بار توسط Wolfenstein مطرح شده است [۱۳]. تاثیر اثرجمعی وهمدوس ذرات تشکیل دهنده ملأ با نوترینو را می توان با پتانسیل موثر (V_{eff}) فرمولبندی کرد. برهمکنش نوترینوهابا ذرات ملأ با مدل استاندارد ذرات بنیادین داده می‌شودودرنتیجه به بقای عددلپتونی مربوط به هرنسل احترام می گذارد. به عبارت دیگر، درپایه طعم (basis flavor)، V_{eff} قطری است : $\langle\nu_\beta|V_{eff}|\nu_\alpha\rangle = V^\alpha_{eff}\delta_{\alpha\beta}$ که در آن $|\nu_\beta\rangle$ و $|\nu_\alpha\rangle$ ویژه‌حالت های طعم هستند. ملأهایی که به طور متعارف با آنها سروکار داریم [زمین، خورشید وحتی مرکز ابرنواخترها(supernovae)] حاوی الکترون هستند درصورتی که حاوی μ یا τ نمی باشند. درنتیجه انتظار داریم V^e_{eff} با V^μ_{eff} فرق داشته باشد اما $V^\mu_{eff} = V^\tau_{eff}$. محیط‌های متعارفی که نوترینوها از آنها عبور میکنند، از e، p و n تشکیل شده‌اند به گونه ای که ازنظرالکتریکی‌خنثی هستند$(N_e = N_p)$. به‌علاوه چنین محیط‌هایی ناقطبیده (unpolarized) می باشند. می توان نشان داد پتانسیل مؤثر نوترینودرپایه طعم، در دستگاه سکون چنین ملائی ، به صورت زیر است

$$V_{eff} = \begin{bmatrix} V_C + V_N & ۰ & ۰ \\ ۰ & V_N & ۰ \\ ۰ & ۰ & V_N \end{bmatrix} \qquad (۹)$$

که درآن،

$$V_C = \sqrt{۲}G_G N_e \qquad V_N = -\frac{\sqrt{۲}}{۲}G_F N_n.$$

دراینجا G_F ضریب ثابت فرمی است و N_e، N_nبه ترتیب چگالی عددی الکترون ونوترون هستند. مراحل اثبات فرمول بالا دربخش تمرین‌ها تشریح شده است .

حال تحول نوترینوها رادرچنین محیطی در نظر بگیرید

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\nu\rangle = \mathcal{H}|\nu\rangle. \qquad (۱۰)$$

در تقریب فرانسبیتی هامیلتونی را میتوان به صورت زیر نوشت

$$\mathcal{H} = p + \frac{m^\dagger \cdot m}{۲p} + V_{eff}. \qquad (۱۱)$$

درپایه طعم، تنها $m^\dagger \cdot m$ جملات غیرقطری داردکه با ماتریس اختلاط U داده می شود: $m^\dagger \cdot m = U\mathrm{Diag}(m^۲_۱, m^۲_۲, m^۲_۳)U^\dagger$. برای حل معادله (۱۰) باید هامیلتونی را قطری کرد. به علت حضور V_{eff} (ویادقیقتر بگوییم به علت اینکه $V^\mu_{eff} \neq V^e_{eff}$) ماتریسی که $\mathcal{H}$ را قطری می کند با U فرق دارد. همچنین تفاضل ویژه‌مقادیر $\mathcal{H}$ (که

بسامد نوسان را معین می کند) با حالت خلأ فرق دارد. اصطلاحا گفته می شودکه ماتریس اختلاط مؤثروجرم‌های مؤثر نوترینوها در ملأ با خلأ متفاوت است. این اثر که اولین بار در [۱۴] مورد توجه واقع شد به اثر MSW (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein) معروف است .اثرMSW درمورد نوترینوهای خورشیدی نقشی کلیدی ایفا می کنند.

۱—۵ آنچه که درمورد ماتریس جرم نوترینوها آموخته ایم

در سال‌های اخیر باجمع آوری داده‌های نوترینوهای اتمسفری، خورشیدی وراکتوری اطلاعات ما درباره ماتریس جرم نوترینوها بسیار بیشتر شده است . تاجایی که این روزها وقتی در جمع فیزیکدان‌های نوترینو، سخن‌از مدل استاندارد به میان می آید منظور مدل استاندارد متعارف است که به آن جرم نوترینو به صورت خاصی که در این بخش توضیح داده می شود اضافه شده است .

ماتریس ۳×۳ مجذور جرم نوترینوها را می توان به صورت زیر نوشت

$$.m^\dagger \cdot m = U\mathrm{Diag}[m_۱^۲, m_۲^۲, m_۳^۲]U^\dagger. \qquad (۱۲)$$

به طور کلی ماتریس اختلاط را می توان به صورت

$$U = U_{۲۳}U_{۱۳}U_{۱۲}$$

پارامتریزه کرد که در آن

$$U_{۱۲} = \begin{bmatrix} \cos\theta_{۱۲} & \sin\theta_{۱۲} & ۰ \\ -\sin\theta_{۱۲} & \cos\theta_{۱۲} & ۰ \\ ۰ & ۰ & ۱ \end{bmatrix} \qquad (۱۳)$$

$$U_{۱۳} = \begin{bmatrix} \cos\theta_{۱۳} & ۰ & \sin\theta_{۱۳}e^{i\delta} \\ ۰ & ۱ & ۰ \\ -\sin\theta_{۱۳}e^{-i\delta} & ۰ & \cos\theta_{۱۳} \end{bmatrix} \qquad (۱۴)$$

$$U_{۲۳} = \begin{bmatrix} ۱ & ۰ & ۰ \\ ۰ & \cos\theta_{۲۳} & \sin\theta_{۲۳} \\ ۰ & -\sin\theta_{۲۳} & \cos\theta_{۲۳} \end{bmatrix}. \qquad (۱۵)$$

بامطالعه پدیده نوسان نوترینوها، مقادیر عددی $\theta_{۱۲}$، $\theta_{۱۳}$، $\Delta m_{۲۱}^۲ \equiv m_۲^۲ - m_۱^۲$ و $\Delta m_{۳۱}^۲ \equiv m_۳^۲ - m_۱^۲$ به دست آمده‌اند. اما مقدارعددی $\theta_{۱۳}$ هنوز مشخص نشده است وتنها یک حد بالا بر آن وجود دارد. با مطالعه نوترینوهای خورشیدی ونتایج KamLAND

می توان مقادیر $\theta_{۱۲}$ و $\Delta m^{۲}_{۲۱}$ را به دست آورد[۴]. بنا بر [۱۵] در σ ۳ درجه‌اعتماد (confidence level)[۵].

$$\Delta m^{۲}_{۲۱} = (۷/۵ - ۹) \times ۱۰^{-۵}\ eV^{۲} \quad \sin^{۲}\theta_{۱۲} = ۰/۲۵ - ۰/۴.$$

با مطالعه نوترینوهای اتمسفری می توان مقادیر عددی $|\Delta m^{۲}_{۳۱}|$ و $\theta_{۱۳}$ را به دست آورد به همین علت بعضا به آنها $\Delta m^{۲}_{atm}$ و θ_{atm} اطلاق می شود. با تحلیل همزمان نتایج K2K و CHOOZ[۶] و نوترینوهای اتمسفری نتایج زیر در σ ۳ درجه اعتماد به دست آمده است [۱۵]:

$$|\Delta m^{۲}_{۳۱}| = (۱/۳ - ۳) \times ۱۰^{-۳}\ eV^{۲} \qquad \sin^{۲}\theta_{۲۳} = ۰/۳ - ۰/۷,$$

$$\sin^{۲}\theta_{۱۳} < ۰/۰۶.$$

درماتریس $m^{\dagger} \cdot m$ پارامترهای دیگری نیز وجود دارند که اطلاعات ما درباره آنها کمتر است:

۱) نوسان نوترینو ها تنها به تفاضل مجذور جرم‌های نوترینو ها حساس است؛ بنا براین با مطالعه نوسان نوترینوهانمی توان مقدار $m_i^{۲}$ را به دست آورد. برای به دست آوردن مقادیر $m_i^{۲}$ باید از روش‌های دیگر مدد جست. یک روش مطالعه طیف انرژی الکترون ساطع شده درواپاشی های هسته ای است. واپاشی زیر را درنظر بگیرید

$$^{۳}H \rightarrow ^{۳}He + e + \bar{\nu}_e$$

اگر جرم ν_e غیرصفر باشد، بنا به ملاحظات حرکت‌شناسی (kinematics) انرژی الکترون نمی تواند از حد معینی بالاتر برود. اصطلاحا گفته می شود اگر جرم ν_e غیرصفر باشد، shift of endpoint خواهیم داشت . آزمایش Mainz بااین روش نتیجه گرفته است که

$$m_{\nu_e} < ۲/۲\ eV.$$

(می توان نشان داد که برای به دست آوردن این حد می‌توان بر این واقعیت که ν_eویژه‌حالت جرم نیست چشم پوشید [۱۶].) آزمایش KATRIN در آینده نزدیک قادر خواهد بود با همین روش مقادیر کوچکتر m_{ν_e} را مورد بررسی قرار دهد [۱۷].

با مشاهدات کیهانشناسی نیز می توان برروی جرم نوترینوها حد بالا به دست آورد. در واقع حدی که از ملاحظات کیهانشناسی به دست می آید، قویتر از حدی است که از

---

[۴] مقادیر این پارامترها برای نخستین بار با مطالعه نوترینوهای خورشیدی به دست آمده‌اند. به همین دلیل به آنها θ_{solar} و $\Delta m^{۲}_{solar}$ نیز اطلاق می گردد.

[۵] برای مطالعه معنی درجه اعتماد (confidence level) مراجعه کنید به pdg [۱].

[۶] در آزمایش CHOOZ که در فرانسه انجام پذیرفت نوترینوهای ساطع شده از یک نیروگاه مورد مطالعه گرفت .

آزمایش ماینز به دست می آید. درنظر داشته باشیدکه حدی کهاز کیهانشناسی به دست می آید به جزئیات مدل بستگی دارد. به طوری که دهها مقاله دراین زمینه وجود داردوهر کدام نیز عددی متفاوت به عنوان حد ذکر می کنند.

یک روش دیگر برای به دست آوردن مقدار m_1، جستجو واندازه گیری آهنگ واپاشی بدون نوترینو به دو بتا (neutrinoless double beta decay) است که در بخش بعد به تفصیل به آن خواهیم پرداخت .

۲) تا به امروز علامت Δm^2_{31} مشخص نشده است. اگر Δm^2_{31} مثبت باشد، اصطلاحا گفته می شود طبقات جرم نوترینو طبیعی است (normal hierarchy). در مقابل اگر Δm^2_{31} منفی باشد گفته می شود طبقات جرم نوترینو معکوس است (inverted hierarchy). یکی از اهداف آزمایش‌های Long baseline تعیین علامت Δm^2_{31} است.

۳) ماتریس 3×3 مجذورجرم‌نوترینوها($m^\dagger \cdot m$) دارای یک فازناقض CP است که معمولافازدیراک خوانده می شود و با δ نمایش داده می شود. در واقع ماتریس هرمیتی $m^\dagger \cdot m$ می تواند دو فاز دیگر هم داشته اما این فازها فیزیکی نیستند وبا بازتعریف میدان‌ها می توان آنهارا حذف کرد. اگر δ مخالف صفر باشد $P(\nu_\alpha \to \nu_\beta)$ به ازای $(\alpha \neq \beta)$ میتواند(حتی در خلأ) مخالف $P(\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta)$ باشد. (توجه کنید که $P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta)$ به معنی نقض تقارن CP است). برای اندازه گیری δ طرح‌های پرهزینه NuFactory و superbeam در دست بررسی هستند. روش جایگزینی که برای اولین بار در [۱۸] پیشنهاد شده است تشکیل مثلث یکانی در بخش لپتونی است.

۱—۶ جمله جرمی برای نوترینوها

مطالب بخش های قبل را می توان در دو جمله خلاصه کرد: ۱) در مدل استاندارد ذرات بنیادین، نوترینوها بدون جرم هستند. ۲) مشاهدات اخیر نشان می دهند که جرم نوترینوها غیرصفراست . حال سئوال این است که آیا می توان مدل استاندارد را به گونه ای توسعه داد تا بتوان به نوترینوها نیز جرمی غیرصفر نسبت داد. تلاش‌های زیادی در این زمینه صورت گرفته است . به طور کلی دوگونه جمله جرمی برای نوترینو ها می تواند وجود داشته باشد: ۱) جمله جرمی دیراک؛ ۲) جمله جرمی مایورانا. نتایج پدیده شناسی این دو با هم متفاوت هستند که در این بخش به آن خواهیم پرداخت.

جمله جرمی دیراک: فرض کنید که علاوه بر سه نوترینوی چپ دستِ مدل استاندارد، سه نوترینوی راست دست نیز وجود داشته باشد. ازآنجایی‌که هیچ اثری در آزمایش‌ها از چنین نوترینوهایی یافت نشده [۷] می توان فرض کرد که این نوترینوها برهم‌کنش پیمانه ای

[۷] آزمایش‌های مختلفی هستند که به تعداد نوترینوها حساس هستند. از جمله مهمترین آنها می توان به پهنای بوزون Z اشاره کرد. بنا به داده‌های پهنای Z، نمی توان بیش از سه نوترینو با جرمی کمتر از $m_Z/2$ داشت

ندارند یا به عبارت دیگر تحت $SU(۳) \times SU_L(۲) \times U_Y(۱)$ ناوردا هستند. با اضافه کردن این نوترینوها می توان به صورت زیر جمله Yukawa برای نوترینوها نوشت که ناوردای $SU(۳) \times SU_L(۲) \times U_Y(۱)$ باشد

$$\mathcal{L} = -\sum (Y_\nu)_{ij} \nu_{Ri} \epsilon_{\alpha\beta} \bar{L}_{j\alpha} \Phi^\dagger_\beta + \text{H.c.} \qquad (۱۶)$$

که درآن α و β اندیس $SU_L(۲)$ هستند؛ درحالیکه i و j اندیس نسل می باشند. پس از شکست تقارن الکتروضعیف $[SU_L(۲) \times U_Y(۱) \to U_{em}(۱)]$، این جمله به صورت زیر در می آید که جمله جرمی دیراک خوانده می شود

$$\mathcal{L} = -m_{ij} \bar{\nu}_{Ri} \nu_{Lj} + \text{H.c.} \qquad (۱۷)$$

که در آن $m_{ij} = (Y_\nu)_{ij} \langle \Phi \rangle$. دقت کنید که هرچند در صورت غیرصفر بودن جملات غیرقطری (به ازای $(Y_\nu)_{ij} \neq ۰$ ،$i \neq j$) بقای عدد لپتونی هر نسل نقض می شود اما حتی در این صورت عدد لپتونی کل، بقا دارد. به عبارت لاگرانژی تحت $\ell_\alpha \to e^{iX} \ell_\alpha$، $\nu_{L\alpha} \to e^{iX} \nu_{L\alpha}$ و $\nu_R \to e^{iX} \nu_R$ (درنتیجه $\bar{\nu}_R \to e^{-iX} \bar{\nu}_R$) ناورداست . بنابراین فرآیندی چون $۲n \to ۲p + ۲e$ [که به آن واپاشی به دو بتا بدون نوترینو(beta decay neutrinoless double) می گویند] امکان ندارد. توجه داشته باشید که با وجود جمله جرمی دیراک، هرچند $\nu_{L\alpha}$ به $\nu_{L\beta}$ می تواند تبدیل شود ولی $\nu_L \to \nu_R$ یا $\nu_L \to \bar{\nu}_R$ امکان پذیر نیست.

جمله جرمی مایورانا: علی الاصول برای نوترینوها، به صورت دیگری نیزمی توان جمله جرمی نوشت که به جمله جرمی مایورانا معروف است. جمله جرمی مایورانا به صورت زیر است

$$m_{ij} \nu_i^T C \nu_j + \text{H.c.} \qquad (۱۸)$$

در اینجا C یک ماتریس ۴×۴ است : $C = i\gamma^۰\gamma^۲$. به عنوان تمرین می توانید نشان دهید که جمله بالا تحت تبدیلات لورنتس ناورداست ولی در صورت عدم حضور ماتریس C این چنین نمی‌بود. با اینحال جمله بالا تحت $SU_L(۲) \times U_Y(۱)$ ناوردا نیست بنابر این یک تئوری پایه ای نمی تواند آن را به این صورتی که ما نوشته‌ایم دربرگیرد. درواقع این جمله جرمی تنها به ازای انرژی های پایین $(E \ll ۱۰۰ \text{ GeV})$ قابل اعتماد است. به عبارت دیگر تئوری بنیادی — که هنوز ازجزئیات آن بی خبریم— در انرژی های پایین به طور«مؤثر» به صورت جمله جرمی مایورانا ظاهر می شود. درباره ماهیت این تئوری پایه ای نظریه پردازی های زیادی صورت گرفته، مدل‌های متنوعی چون مکانیزم الاکلنگی (seesaw mechanism)، مدل مایورون و غیره پیشنهاد شده است. در اینجا بر آن نیستیم که

که برهم‌کنش پیمانه ای داشته باشد.

به این تئوری ها بپردازیم چرا که متاسفانه عملا راهی وجود ندارد که بتوان آنها را رد یا قبول کرد.

برخلاف جمله جرمی دیراک، جمله جرمی مایورانا عددلپتونی کل را حفظ نمی کند. به عبارت دیگر این جمله تحت $\nu \to e^{iX}\nu$ ناوردا نیست. درنتیجه درصورت حضور این جمله فرآیندهایی چون $2n \to 2p + 2e$ امکانپذیر هستند. آزمایش‌های متعددی درگوشه وکنار دنیا وجود دارند که به دنبال این فرآیندهستند[۸] ولی تا به حال اثری از چنین فرآیندی مشاهده نشده است. (البته گروهی در آلمان وجود دارد که ادعا می کنند چنین فرآیندی را ثبت کرده‌اند. امابه علت خطای آماری بزرگ ادعای آنها توسط جامعه فیزیک پذیرفته نشده است.) آهنگ فرآیند واپاشی به دو الکترون بدون نوترینو با عضو نخست ماتریس جرم (ضریب $\nu_e^T C \nu_e$) داده می شود. نتیجه منفی جستجوی واپاشی به دو الکترون بدون نوترینو را می توان به حد زیر بر روی m_{ee} تعبیر کرد:

$$m_{ee} < 0/3 \quad eV. \qquad (19)$$

۱—۷ دیگر سوالات فراروی فیزیکدانان نوترینو

علاوه بر سؤالاتی که در بخش‌های قبل به طور پراکنده مطرح شد، سؤالات متعدد دیگری در مورد نوترینوها وجود دارند، که در اینجا به چند مورد از آنها به طور گذرا اشاره خواهیم کرد.

همانطوریکه قبلا بحث کردیم تعداد نوترینوهای سبک $(m_\nu < m_Z/2)$ که برهمکنش پیمانه‌ای دارند نمی تواند بیش از ۳ باشد. ولی می توان نوترینوی چهارمی نیز داشت که تحت تقارن پیمانه ای مدل استاندارد، ناوردا باشد. چنین نوترینویی را نوترینوی ابتر یا sterile می نامند وبا ν_s نمایش می دهند. علی الاصول نوترینوهای متعارف می توانند به ν_s نوسان کنند. آزمایشی به نام LSND انجام شده است که شواهدی به دست می دهد که دال بر وجود چنین نوترینویی ونوسان ν_e به آن است. آزمایش دیگری به نام MiniBoone در حال اجرا است که صحت یا سقم این آزمایش را مشخص خواهد کرد. نوترینوها در کیهانشناسی نقشی اساسی دارند؛ به عنوان مثال حضور نوترینوی چهارم می تواند تشکیل عناصر در مهبانگ (big bang nucleosynthesis) را تحت تاثیر قرار دهد. در نتیجه نتایج MiniBoone نقش اساسی در بهبود دانسته های ما درباره کیهان خواهد داشت.

با اینکه بار الکتریکی نوترینوها غیر صفر است اما نوترینوها می توانند دو قطبی الکتریکی ومغناطیسی داشته باشند. تا کنون اثری از دو قطبی الکتریکی یا مغناطیسی دیده نشده است. آزمایش Texeno درچین به منظور اندازه گیری دو قطبی الکتریکی

[۸] فهرستی از این آزمایش‌ها در[۱۹] موجود است .

ومغناطیسی راه اندازی شده است . دو قطبی مغناطیسی غیر صفر نوترینو می تواند نقش اساسی در ستاره ها ایفا کند.

علی الاصول نوترینو می تواند با ذرات ناشناخته برهم‌کنش کند. چگونگی نتایج چنین برهم‌کنش هایی از دیگر سؤالات فرا روی فیزیکدانان است.

۱—۸ تمرین ها

الف) نشان دهید که می توان برهم‌کنش ذرات داخل ملأ را با نوترینوهایی که انرژی نسبتا کمی دارند($E_\nu \ll ۱۰^۴$ GeV) به صورت زیر نوشت

$$\frac{G_F}{\sqrt{۲}}\bar{\nu}_\alpha\gamma^\mu(۱-\gamma_۵)\nu_\alpha\bar{\psi}_i\gamma_\mu(g_V^{\alpha,i}+g_A^{\alpha,i}\gamma_۵)\psi_i \qquad (۲۰)$$

که در آن ψ_i میتواند e ، p و یا n باشد. $\frac{G_F}{\sqrt{۲}}=\frac{g^۲}{۸m_W^۲}$ همان ضریب ثابت فرمی است. اثبات برای ν_μ و ν_τ که تنها با مبادله Z با ذرات داخل ملأ برهم‌کنش می کنند بدیهی است اما در مورد ν_e که علاوه بر مبادله Z با الکترون‌های داخل ملأ بوزون W نیز مبادله می کنند اندکی پیچیده تر است. برای اینکار باید از اتحاد Fierz استفاده کرد.

ب) به منظور اثبات رابطه ۹، پس از محاسبه $g_A^{\alpha,i}$ و $g_V^{\alpha,i}$ مقدارانتظاری را درمحیط ملأ به دست آورید. برای این منظور باید از دو نکته استفاده کنید:

i) محیط از نظر الکتریکی خنثی است؛ بنا بر این $N_p=N_e$.

ii) محیط ملأ غیر قطبیده است به طوریکه به ازای هرذره با تکانه و اسپین مشخص، ذره دیگری با همان تکانه اماباسپین مخالف وجوددارد.

ج) نشان دهید پتانسیل مؤثر پاد نوترینوها با

$$\mathrm{Diag}(-V_C-V_N,-V_N,-V_N) \qquad (۲۱)$$

داده می شود. توجه داشته باشید که این فرمول ها فقط در دستگاه سکون ملأ صحیح می باشند. به عبارت دیگر این فرمالیزم تحت تبدیلات لورنتس ناوردا نیست. بنابراین جای شگفتی نیست که CPTدر محیط ملأ بقا ندارد ودرحالت کلی، در ملأ

$$P(\nu_\alpha\to\nu_\beta)\neq P(\bar{\nu}_\beta\to\bar{\nu}_\alpha). \qquad (۲۲)$$

کتاب‌نامه

[1] S. Eidelman *et al.,* [Particle Data Collaboration], Phys. Lett. **B 592** (2004) 1.

[2] J. N. Bahcall, Neutrino Astrophysics, Cambridge University Press, Cambridge, 1989.

[3] http://www.hep.anl.gov/ndk/hypertext/solar_experiments.html

[4] http://www.hep.anl.gov/ndk/hypertext/reactor_neutrino.html

[5] G. L. Fogli, hep-ph/0505081.

[6] SNO collaboration, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 11301.

[7] J. Bonn *et al.,* Nucl. Phys. Proc. Suppl 91 (2001) 273.

[8] KamLAND collaboration, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 21802.

[9] http://www.hep.anl.gov/ndk/hypertext/long_baseline.html

[10] http://www.pi.infn.it/chooz

[11] S. Weinberg, "The quantum theory of fields," vol. 1, Cambridge University Press.

[12] B. Kayser, Phys. Rev. **D**24 (1981) 110; H. J. Lipkin, hep-ph/0505141.

[13] L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D17** (1978) 2369.

[14] S. P. Mikheev and A. Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913; Nuovo Cim. C9 (1986) 17.

[15] G. L. Fogli *et al.,* hep-ph/0506083.

[16] Y. Farzan *et al.,* Nucl. Phys. **B612** (2001) 59; Phys. Lett. **B557** (2003) 224.

[17] http://www-ik.fzk.de/katrin/

[18] Y. Farzan and A. Yu. Smirnov, Phys. Rev. **D65** (2002) 113001.

[19] http://www.hep.anl.gov/ndk/hypertext/double_beta_decay.html