

به نام خداوند جان و خرد

۱۳۱۲۲۶



دانشگاه شهید بهشتی
دانشکده علوم
گروه فیزیک

پایان نامه دوره کارشناسی ارشد فیزیک

عنوان :

بررسی ویژه مقادیر ماتریس جرم نوترینوها

دانشجو :

شیرین صبوری

استاد راهنما :

دکتر سیامک سادات گوشه

استاد مشاور :

دکتر مهرداد فرهودی

تاریخ دفاع : خرداد ماه ۱۳۸۸

کتابخانه دانشگاه شهید بهشتی
گروه فیزیک

۱۳۸۸ / ۱۲ / ۲

۱۳۱۶۲۶



دانشگاه شهید بهشتی

تاریخ
شماره
پوست

بسمه تعالی

« صور تجلسه دفاع پایان نامه دانشجویان دوره کارشناسی ارشد »

شماره ثبت ۱۹۸۳۹۶۳۱۱۳

۲۹۹۰۲۰

بازگشت به مجوز دفاع شماره ۷۱۳ / ۲۰۰ / د مورخ ۱۱ / ۳ / ۸۸ جلسه هیأت
داوران ارزیابی پایان نامه خانم شیرین صبوری به شماره شناسنامه ۸۵۱۸ صادره
از تهران متولد ۱۳۶۱ دانشجوی دوره کارشناسی ارشد ناپیوسته رشته فیزیک - ذرات
بنیادی و نظریه میدانها
با عنوان :

بررسی ویژه مقادیر ماتریس جرم نوترینوها

به راهنمایی:

آقای دکتر سیامک سادات گوشه

طبق دعوت قبلی در تاریخ ۲۵ / ۳ / ۸۸ تشکیل گردید و براساس رأی هیأت داوری و
با عنایت به ماده ۲۰ آئین نامه کارشناسی ارشد مورخ ۲۵ / ۱۰ / ۷۵ پایان نامه
مزبور با نمره ۱۸/۵ درجه عالی مورد تصویب قرار گرفت.

۱- استاد راهنما: آقای دکتر سیامک سادات گوشه

۲- استاد مشاور: آقای دکتر مهرداد فرهودی

۳- استاد داور: آقای دکتر شهریار عباچی

۴- استاد داور: آقای دکتر شهریار بایگان

تقديم به :

خانواده عزيزم

با تشکر و سپاس فراوان از استاد گرانقدر جناب آقای دکتر گوشه که علاوه بر هدایت اینجانب به صورت مستقیم در انجام این پایان نامه به عنوان استاد راهنما ، با تدریس بی نظیرشان در دروس اختصاصی دوران کارشناسی ارشد زمینه علمی لازم جهت انجام این پروژه را برایم فراهم نمودند.

چکیده :

مطالعات صورت گرفته در این پروژه ، بر نوسانات نوترینو و بررسی مقایسه ویژه مقادیر جرم نوترینوها با حدود بالای جرم آنها ، حاصل از نتایج آخرین آزمایشات ، تمرکز یافته است.

در ابتدا به بررسی نوسانات نوترینو به عنوان گواهی قطعی بر جرم دار بودن نوترینو، ماهیت ماتریس درهم ریختگی* در برهمکنش های ضعیف ، و چگونگی جرم دار شدن فرمیون ها در مدل استاندارد پرداخته شده است. سپس ، یافتن ویژه مقادیر جرم نوترینوها (بصورت خاص ، برای حالتی که شامل دو طعم نوترینو باشد) مورد نظر قرار گرفته و در پایان، به بررسی نتایج حاصل از مقایسه ویژه مقادیر بدست آمده ، با مقادیر حاصل از مطالعات تجربی که حدود بالای جرم نوترینوها را بدست می دهند ، پرداخته شده است .

نهایتا با این مقایسه ، به شرط الزام مثبت بودن دترمینان زیر- ماتریس جرم مایرانا دست یافته ایم .

کلید واژه‌ها:

نوترینو
نوسانات نوترینو
ماتریس درهم ریختگی
ماتریس جرم
ویژه مقادیر جرم نوترینو ها

*Mixing Matrix

فهرست مطالب

فصل اول - پی بردن به جرم دار بودن نوترینو

- ۱-۱ مقدمه ۱
- ۲-۱ تاریخچه خلاصه ای از نوترینو ها و جرمشان ۲

فصل دوم - پدیده شناسی نوسانات نوترینو

- ۱-۲ نوسانات نوترینو ۵
- ۲-۲ بررسی ماتریس درهم ریختگی (CKM) ۸

فصل سوم - بررسی جمله جرمی نوترینو در مدل استاندارد

- ۱-۳ جملات جرم در لاگرانژی مدل استاندارد ۱۳
- ۲-۳ تقارن ضروری سیستم ۱۴
- ۳-۳ نوردایی پیمانانه ای موضعی $U(1)$ و QED ۱۵

۱۷	۴-۳	بوزون های پیمانانه ای جرم دار
۱۷	۵-۳	شکست خودبخودی تقارن " تقارن پنهان "
۲۰	۶-۳	شکست خودبخودی يك تقارن پیمانانه ای سراسری
۲۲	۷-۳	ساز و کار هیگز
۲۴	۸-۳	شکست خودبخودی تقارن پیمانانه ای موضعی $SU(2)$
۲۸	۹-۳	برهمکنشهای الکترو - ضعیف
۳۱	۱۰-۳	انتخاب میدان هیگز
۳۳	۱۱-۳	جرم بوزون های پیمانانه ای
۳۵	۱۲-۳	جرم فرمیون ها

فصل چهارم - یافتن ویژه مقادیر جرم نوترینوها

۳۸	۱-۴	جمله جرمی کل نوترینو در لاگرانژی
۳۹	۲-۴	یافتن ویژه پایه های جمله جرمی کل و ساز و کار see-saw
۴۵	۳-۴	بسط ساز و کار $see - saw$ برای دو نوترینو
۶۵	۴-۴	نتایج
۶۶		مراجع

فهرست جداول

۴	جدول (۱-۱) حدود بالایی جرم نوترینوها
۶۲	جدول (۱-۴): نتایج گروه اول اعداد
۶۳	جدول (۲-۴): نتایج گروه دوم اعداد
۶۴	جدول (۳-۴): نتایج گروه سوم اعداد

فهرست شکل ها

۸	شکل (۱-۲) دو حالت ممکن جفت شدگی کوارک u با W^-
۹	شکل (۲-۲) واپاشی $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$
۹	شکل (۳-۲) دو حالت ممکن جفت شدگی کوارک c با W^-
۱۰	شکل (۲-۴) ساز و کار GIM
۱۸	شکل (۱-۳) پتانسیل V با (a) $\mu^2 < 0$ و (b) $\mu^2 > 0$
۲۰	شکل (۲-۳) پتانسیل $V(\phi)$ و حلقه کمینه پتانسیل

فصل اول

پی بردن به جرم دار بودن نوترینو

۱-۱ مقدمه

نوترینوها از فراوانترین ذرات و تشکیل دهنده های بنیادی جهان می باشند. آنها در عرض چند ثانیه پس از انفجار بزرگ در ابتدای عالم به مقدار بسیار زیادی تولید شدند، که به ایجاد تقریباً ۱۰ میلیارد نوترینو به ازای هر الکترون یا پروتون موجود در جهان انجامید. آنها همچنین به میزان بسیار زیادی در فرآیندهای هسته ای سوخت ستاره هایی مانند خورشید تولید می شوند که منجر به وجود تقریباً ۱۰۰ میلیارد نوترینو خورشیدی گذرنده از هر سانتی متر مربع از زمین در هر ثانیه می شود. علی رقم فراوانی این ذرات، آشکارسازی آنها بسیار مشکل است، که منجر به ناشناخته ماندن برخی از بنیادیترین ویژگی های آنها، مانند جرمشان، شده است. موضوع وجود جرم محدود نوترینوها و درهم ریختگی طعم* آنها تا همین اواخر ناشناخته بوده و اکنون از موضوعات مهم فیزیک انرژی بالا، فیزیک ذرات بنیادی و کیهان شناسی می باشد.

از نظر تاریخی اولین نا هنجاریهای نوترینو در نوترینوهای خورشیدی حدود چهل سال پیش آشکار شد. در همان ایام، دانشمندان با استفاده از مدل‌های خورشیدی و محاسبات فیزیک هسته ای مقدار شار بر روی زمین را تخمین زده بودند. اما مقدار شار ν_e اندازه گیری شده به میزان قابل توجهی (تقریباً ۲/۳) از این مقدار تخمین زده شده کمتر بود. یک راه حل نبوغ آمیز در آن زمان با پیشنهاد این مسئله که ν_e در مسیری ν_μ و ν_τ تبدیل می شود ارائه شد.

نوسانات نوترینوها یکی از پدیده هایی است که مستقیماً وجود جرم غیر صفر نوترینوها و درهم ریختگی طعم در بخش لپتونی را اثبات می کند.

*Flavor Mixing

۲-۱ تاریخچه خلاصه ای از نوترینو ها و جرمشان

تاریخچه فیزیک نوترینوها با مقاله پائولی در ۱۹۳۰ ، آغاز شد^۱. که در آن ، او وجود ذره ای جدید ، نوترینو ، را در جهت توضیح طیف مشاهده شده پیوسته الکترون ، همراه واپاشی β زای هسته ای ، الزامی فرض کرد. در این فرضیه ، نوترینو به صورت ذره ای بدون بار و با اسپین ۱/۲ و جرم بسیار کوچک مورد نیاز بود . با استفاده از ایده پائولی ، فرمی تئوری واپاشی β زای خود را در سال ۱۹۳۴ پیشنهاد کرد^۲.

اولین شواهد تجربی برهمکنش های شامل نوترینو توسط رینز و کوان در جستجو برای واپاشی معکوس β را کشف شد^۳ و ثابت شد که نوترینو میوان از نوترینو الکترون قابل تمیز می باشد. علاوه بر این دو نوترینو ، وجود نوترینو تاو توسط پرل در سال ۱۹۷۵ استنباط شد^۴ و سرانجام در سال ۲۰۰۰ توسط آزمایش *DONUT* کشف شد^۵.

با در دسترس قرار گرفتن هرچه بیشتر شواهد تجربی ، دانش فیزیکدانان از برهمکنش ضعیف و فیزیک نوترینو بسیار پیشرفت کرد . همراه با پیشرفت های تئوری و تجربی ، گلاشو^۶ ، واینبرگ^۷ و سلام^۸ از تئوری برهمکنش ضعیف نوین که تبدیل به قسمتی از پیکر مدل استاندارد شد جانبداری کردند. این مدل توانایی توضیح تقریباً تمام فیزیک شناخته شده برهمکنش های الکترومغناطیسی و ضعیف ، در حیطه تمام نتایج تجربی در گستره انرژی قابل دسترس در شتابدهنده های امروزی را داراست .

در مدل استاندارد ذرات بنیادی ، نوترینو به عنوان لپتونی بدون جرم در نظر گرفته می شود و تعداد انواع نوترینوها ، سه عدد ، که شدیداً مطلوب نتایج آزمایشات *LEP* است^{۱۰} ، پذیرفته شده است . این سه نوترینو ، به عنوان نوترینو الکترون (ν_e) ، نوترینو میوان (ν_μ) و نوترینو تاو (ν_τ) در تناظر با لپتونهاى باردار الکترون (e) ، میوان (μ) و تاو (τ) در برهمکنش ضعیف ، شناخته شده اند .

بدون جرم بودن نوترینوها ، الزامی ایجاد می کند ، مبنی بر اینکه نوترینوها می توانند فقط بر حسب ویژه حالت طعم* برهمکنش ضعیف ، مانند ν_e ، ν_μ و ν_τ بیان شوند. اگرچه در مدل استاندارد چنین فرض می شود

*Flavor Eigenstates

که نوترینوها بدون جرم اند ، اما از لحاظ تئوری جرم آنها الزاما صفر نیست . اگر نوترینوها در واقع دارای جرم های محدودی باشند ، می توانند علاوه بر ویژه حالات طعم ، بر حسب ویژه حالات جرمشان نیز بیان شوند و بنابراین تعدادی سوال برای مطرح شدن وجود خواهد داشت : اینکه آیا جرم نوترینوها از نوع دیراک* یا از نوع مایرانا* است ؟ اینکه نوترینوهای جرم دار پایدار هستند یا خیر ؟ اینکه آیا در هم ریختگی طعمی در بخش لپتونی وجود دارد ؟ و اگر وجود دارد ، چه تفاوتی با آنچه که در بخش کوارکی مشاهده شده دارد ؟ و اینکه درباره نقض CP در بخش لپتونی چه می توانیم بگوئیم ؟ و بسیاری سوالهای دیگر.

بنابراین ، مشاهده جرم غیر صفر نوترینوها و در هم ریختگی طعمی در بخش لپتونی تأثیر بسیار زیادی بر فیزیک ذرات بنیادی حال حاضر خواهد داشت و کلیدهای مهمی برای اکتشاف فیزیک ماورای مدل استاندارد بدست خواهد داد.

تا کنون ، علی رقم تلاش های تجربی ای که در جهت اندازه گیری جرم نوترینوها به صورت مستقیم ، با استفاده از سینماتیک واپاشی ذرات مادر، صورت گرفته است ، به علت جرم بسیار کوچک آنها و خطاهای عملی ، هیچ آزمایشی نتوانسته است جرم دقیقی برای آنها بدست آورد.

حساس ترین آزمایش برای اندازه گیری جرم نوترینو الکترون ، آزمایشی است که طیف الکترون تابش شده در واپاشی β زای تریتیوم : ${}^3_1H \rightarrow {}^3_2He + e^- + \bar{\nu}_e$ که در آن نقطه پایانی طیف در صورت جرم دار بودن نوترینو انتقال پیدا می کند ${}^{12}O^{11}$ ، را اندازه گیری می کند . اگرچه آزمایشات متنوعی تا کنون تحلیل شده اند ، آنها فقط حدود بالایی از مرتبه چند eV را بدست می دهند .

بهترین حد جرم نوترینو میوان از اندازه گیری تکانه میوان در واپاشی پیون در PSI ، با مقداری برابر keV ۱۷۰ با سطح اطمینان ۹۰% بدست آمده است^{۱۳} .

در حال حاضر حد جرم نوترینو تاو بوسیله دکتور ALEPH در آزمایشات LEP ، از سینماتیک واپاشی

تاو به سه یا پنج پیون به اضافه یک نوترینو ، بدست آمده است . این نتایج حد بالایی $m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV}/c^2$

با سطح اطمینان* ۹۵% را بدست می دهد^{۱۴} . حدود بالایی جرم نوترینوها در جدول ۱-۱ خلاصه شده است .

*Dirac

*Majorana

*Confidence Level

جدول ۱-۱

حدود بالایی جرم نوترینوها

طعم نوترینو	تکنیک عملی	حد بالایی
ν_e	سینماتیک واپاشی β زای 3_1H	$3 eV(95\%C.L.)$
ν_μ	سینماتیک واپاشی π	$170 keV(90\%C.L.)$
ν_τ	سینماتیک واپاشی τ	$18.2 MeV(95\%C.L.)$

فصل دوم

پدیده شناسی نوسانات نوترینو

۱-۲ نوسانات نوترینو

روش تجربی دیگری برای بررسی جرم محدود نوترینوها ، از طریق پدیده ای به نام "نوسانات نوترینو" وجود دارد. در این بخش به بررسی نکات برجسته پدیده نوسانات نوترینو پرداخته خواهد شد. با پدیده نوسانات نوترینو ، پایداری عدد لپتونی نقض می شود ، زیرا جمله های جرمی نوترینو ، زمانی که بر حسب ویژه حالات طعم بیان شوند ، قطری نیستند . یک ویژه حالت طعم نوترینو ، $|v_\alpha\rangle (\alpha = e, \mu, \tau)$ ، در حالت کلی می تواند به صورت بسطی از ویژه حالات جرم ، $|v_i\rangle (i = 1, 2, 3)$ ، بیان شود :

$$|v_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |v_i\rangle \quad (1-2)$$

که $U_{\alpha i}$ یک عنصر از ماتریس یکانی MNS می باشد ، که ابتدا توسط ماکی ، ناکاوا و ساکاتا پیشنهاد شده^۱ و متناظر با ماتریس CKM در بخش کوارکی می باشد^۲ (در بخش ۲-۲ به تشریح این ماتریس در هم ریختگی پرداخته می شود) .

در موردی که بخش لپتونی شامل سه طعم باشد، U ماتریسی 3×3 با ۴ پارامتر مستقل: ۳ زاویه در هم ریختگی، $\theta_{13}, \theta_{23}, \theta_{12}$ ، و یک فاز CP ، δ می باشد؛

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

$$(۲-۲) \quad s_{ij} = \sin \theta_{ij}, c_{ij} = \cos \theta_{ij} \quad \text{که}$$

نوترینو در برهمکنش ضعیف به صورت ویژه حالت طعم تولید می شود و برهمکنش می کند، درحالیکه حالت نوترینو، با تبعیت ویژه حالت جرم از معادله شرودینگر، با زمان تحول می یابد.

با اعمال معادله شرودینگر بر مولفه ν_i خواهیم داشت:

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(t)\rangle = H_\nu |\nu_i(t)\rangle = E_i |\nu_i(t)\rangle \quad (۳-۲)$$

که H_ν عملگر هامیلتونی در خلاء می باشد. جواب چنین می باشد:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (۴-۲)$$

که $|\nu_i\rangle$ ، حالت، در $t=0$ می باشد. متناظرا، حالات طعم به صورت زیر منتشر می شوند:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (۵-۲)$$

با جایگذاری در معادله بالا خواهیم داشت :

$$|v_\alpha(t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{\beta i}^* |v_\beta\rangle \quad (6-2)$$

بنابراین ، دامنه گذار $|v_\alpha(t)\rangle$ به $|v_\beta\rangle$ ، چنین خواهد بود :

$$\langle v_\beta | v_\alpha(t) \rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} \quad (7-2)$$

و نهایتا احتمال گذار چنین می باشد :

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \left| \langle v_\beta | v_\alpha(t) \rangle \right|^2 \quad (8-2)$$

با $c=1$ و (فاصله از منبع) $t \approx L$ و (با $P \gg m_{i,k}$) $\frac{\Delta m_{ki}^2}{2P} = \frac{(m_k^2 - m_i^2)}{2P}$ و $E_k - E_i \approx \frac{(m_k^2 - m_i^2)}{2P}$

$P \approx E$ ، می رسیم به :

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(E, L) = \sum_{i=1,2,3} \sum_{k=1,2,3} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \exp(i \frac{\Delta m_{ki}^2 L}{2E}) \quad (9-2)$$

اهمیت ماتریس درهم ریختگی در این است که ، عناصر این ماتریس احتمال نوسانات را مشخص می کنند .

بنابراین در ادامه به توضیحی اجمالی درباره ماتریس درهم ریختگی کوآرکها ، که مشابه ماتریس درهم

ریختگی برای نوترینو ها می باشد ، می پردازیم .

۲-۲ بررسی ماتریس درهم ریختگی برای کوارک ها (CKM)

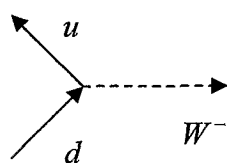
برای درک ماتریس درهم ریختگی بخش لپتونی (ماتریس MNS) ، کافیت به بررسی ماتریس CKM بپردازیم زیرا از لحاظ تئوری این ماتریس های درهم ریختگی ، هم ارز می باشند .

در بررسی برهمکنش های ضعیف باردار کوارکها ، با این واقعیت مواجه می شویم که در جفت شدگی W با کوارکها ، علاوه بر برهمکنش هایی به شکل $d \rightarrow u + W^-$ (فقط يك نسل) ، برهمکنش هایی با جفت شدگی بین نسلی نظیر $s \rightarrow u + W^-$ ، نیز وجود دارد.

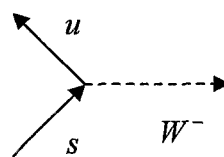
به بیان دیگر ، برهمکنش های ضعیف ، هویت جداگانه نسلها را کاملاً محترم نمی شمارند.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad \text{نسلهای کوارکها}$$

در سال ۱۹۶۳ (هنگامی که u, d, s تنها کوارکهای شناخته شده بودند) کایبیو^۱ پیشنهاد کرد که رأس $d \rightarrow u + W^-$ حامل ضریب $\cos\theta_C$ است ، درحالیکه رأس $s \rightarrow u + W^-$ دارای ضریب $\sin\theta_C$ است ، و بجز این مسئله ، جفت شدگی لپتونی آنها یکسان است .



$$\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \cos\theta_C$$



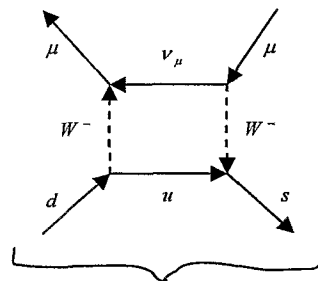
$$\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \sin\theta_C$$

شکل (۱-۲)

دو حالت ممکن جفت شدگی کوارک u با W^-

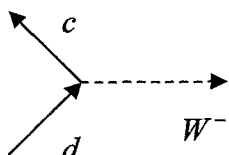
فرایند با تغییر شگفتی ($s \rightarrow u + W^-$) آشکارا ضعیف تر از فرایندی است که شگفتی را پایسته نگه می دارد
 ($d \rightarrow u + W^-$). بنابراین از قرار معلوم زاویه در هم ریختگی یا "زاویه کابیو" θ_C نسبتاً کوچک است. به
 لحاظ تجربی: $\theta_C = 13.1^\circ$. یعنی برهمکنش های ضعیف تقریباً نسلهای کوارکی را محترم می شمارند ،
 اما نه کاملاً.

نظریه کابیو در مورد دهها آهنگ واپاشی بسیار موفق بود ، اما يك مسئله نگران کننده باقی ماند : این تصویر
 به K^0 اجازه می دهد تا به جفت $\mu^+ \mu^-$ واپاشی کند. دامنه باید با $\sin\theta_C \cos\theta_C$ متناسب باشد ، اما
 آهنگ محاسبه شده ، بسیار بزرگتر از حد تجربی مجاز است.

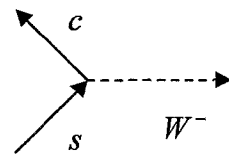


$K^0 = (d\bar{s})$
 $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$
 شکل (۲-۲) واپاشی K^0

حل این پارادوکس را گلاشو ، ایلویپولوس و مایانی^۳ (GIM) در سال ۱۹۷۰ پیشنهاد کردند. آنها کوارک
 چهارمی (c) را مطرح کردند (این تاریخ چهار سال قبل از انقلاب نوامبر بود که اولین دلیل تجربی سرراست
 را بر وجود کوارک افسون تولید کرد) که جفت شدگی آن با d , s به ترتیب شامل $\cos\theta_C$ و $-\sin\theta_C$
 بود :



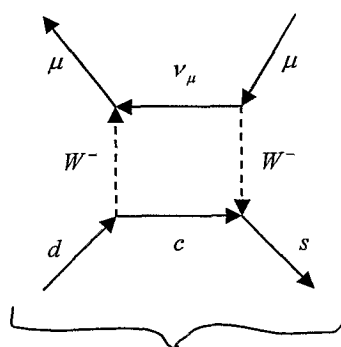
$$\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (-\sin\theta_C)$$



$$\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \cos\theta_C$$

شکل (۳-۲)
 دو حالت ممکن جفت شدگی کوارک c با W^-

در ساز و کار (GIM)، نمودار شکل (۲-۲) را نمودار متناظر با c بجای u (شکل (۲-۴)) خنثی می کند، زیرا این بار دامنه با $\text{Sin}\theta_C \text{Cos}\theta_C -$ متناسب است.



$$K^0 = (d\bar{s})$$

شکل (۲-۴)
ساز و کار GIM

طرح کابینو - GIM تعبیر ساده ای دارد:

بجای کوارک های فیزیکی (ویژه پایه های جرم) d, s ، حالت های صحیح (ویژه پایه های برهمکنش ضعیف) که برای برهمکنش های ضعیف استفاده می شوند d' و s' هستند که به صورت زیر

$$d' = d\text{Cos}\theta_C + s\text{Sin}\theta_C \quad \text{و} \quad s' = -d\text{Sin}\theta_C + s\text{Cos}\theta_C$$

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{Cos}\theta_C & \text{Sin}\theta_C \\ -\text{Sin}\theta_C & \text{Cos}\theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

یا به شکل ماتریسی مقابل می باشند:

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

W ها با حالت های (چرخیده کابینو):

درست همانند زوجها لپتون $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$ جفت می شوند.

جفت شدگی آنها با ذرات فیزیکی (حالت‌های با طعم مشخص) از رابطه‌های زیر بدست می‌آید:

$$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{pmatrix} \text{ و } \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix} \quad (10-2)$$

یعنی $d \rightarrow u + W^-$ حامل ضریب $\cos \theta_c$ ، $s \rightarrow u + W^-$ حامل ضریب $\sin \theta_c$ و نظایر آن است.

در آن زمان، ساز و کار GIM، با معرفی کوارک جدیدی، برای تثبیت يك نقص فنی مرموز در نظریه‌ای آزموده نشده، کمی نامعقول به نظر می‌رسید. اما این شك با کشف $\psi(c\bar{c})$ در سال ۱۹۷۴ فروکش کرد. در این فاصله، کوبایاشی و ماسکاو^۲ طرح کابیو- GIM را چنان تعمیم دادند که از عهده هر سه نسل کوارک‌ها برآید.

جالب توجه است که کوبایاشی و ماسکاو نسل سوم کوارک را قبل از آنکه نسل دوم کامل شود و خیلی قبل از آنکه شواهد تجربی برای نسل سوم لپتون‌ها یا کوارک‌ها وجود داشته باشد، پیشنهاد کرده بودند. انگیزه آنها، تمایل به توجیه نقض CP در چارچوب طرح کابیو- GIM بود. معلوم شده بود که بدین منظور باید عدد مختلطی را در ماتریس دوران وارد می‌کردند، اما این جمله را همواره می‌توان با تعریف مجدد مناسب فازهای کوارکی حذف کرد، مگر آنکه به سراغ ماتریس 3×3 می‌رفتند و در نتیجه به سه نسل رهنمون شدند.

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad \text{نسلهای برهمکنش ضعیف:}$$

با حالت‌های کوارک فیزیکی توسط ماتریس کوبایاشی- ماسکاو ارتباط دارند (این ماتریس در هم ریختگی (کوبایاشی- ماسکاو) ویژه پایه‌های جرم را به ویژه پایه‌های برهمکنش ضعیف تبدیل می‌کند):