۲۰۱۰/۰۹/۲۹
۰۶:۳۵ ب.ظ

از جلسه‌ی گذشته به خاطر دارید که ما بین دو نوع میدان برداری تمایز قائل شدیم:

$$\begin{cases} V^0 \xrightarrow{\text{پاریته}} V^0 \\ V^i \longrightarrow -V^i \end{cases}$$

$$\begin{cases} A^0 \xrightarrow{\text{پاریته}} -A^0 \\ A^i \longrightarrow A^i \end{cases}$$

همانند مورد اسکالرها، این دو نوع میدان برداری، شکل کلی میدان برداری نیستند. به عنوان مثال بردار $A^\mu - V^\mu$ یا $A^\mu + V^\mu$ تحت پاریته به هیچکدام از آن دو شکل تبدیل نمی‌شوند. چهار بردار انرژی-تکانه را در نظر بگیرید:

$$p^\mu = (E, \vec{p}) \xrightarrow{\text{تحت پاریته}} (E, -\vec{p})$$

در نتیجه $p\cdot A \xrightarrow{\text{پاریته}} -p\cdot A$ و $p\cdot V \xrightarrow{\text{پاریته}} p\cdot V$

علت آن که دو نوع میدان برداری V^μ و A^μ که تحت تقارن پاریته به شکل خاصی که در بالا به آن اشاره شد رفتار می‌کنند برای ما جالب هستند آن است که می‌توانیم با به کارگیری آنها اسکالر یا شبه اسکالر (pseudoscalar) هایی مانند $A\cdot p$ یا $V\cdot p$ بسازیم.

فرق کوارک والانس با کوارک دریا

کوارک والانس = کوارک ظرفیت = valence quark

کوارک دریا = sea quark

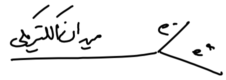
همان طوری که در جلسه‌ی گذشته گفتم کوارک‌های والانس، کوارک‌هایی هستند که اعداد کوانتمی هادرون را مشخص می‌کنند. در بین اعداد کوانتمی، تا اینجا تنها در مورد بار الکتریکی صحبت کرده‌ایم (مثلاً در مورد نترون با کوارک‌های والانس ddu یا پروتون با کوارک‌های والانس uud دیدیم جمع بارهای کوارک‌ها برابر بار کل هادرون است.) در آینده که با اعداد کوانتمی بیشتری آشنا خواهیم شد، این موضوع برای شما بهتر جا می‌افتد.

همان طور که گفته شد در داخل هادرون‌ها دریایی از کوارک‌ها و آنتی کوارک هم وجود دارند.

هادرون

آیا با پدیده‌ی Schwinger یا واپاشی خلاء آشنا هستید؟

میدان الکتریکی



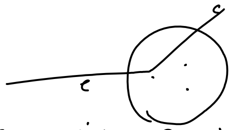
به وجود کوارک های دریا نیز پدیده ای مشابه است (البته بازهم پیچیده تر)

گاهی گفته می شود کوارک های دریا ذرات virtual هستند.

نباید این گونه برداشت شود که فرق کوارک های دریا و ظرفیت در off-shell یا on-shell بودن است.

شاید مرور سیر تاریخی شکل گیری مفهوم کوارک در بین فیزیکدانان به فهم مسأله کمک کند. در سال ۱۹۶٤ Gell-mann از یک سو و Zweig از سوی دیگر مفهوم کوارک ها را پیشنهاد کردند. در واقع فیزیکدانان آن دوره خواص هادرون ها را باست دادن یک سری اعداد کوانتمی طبقه بندی کرده بودند. گلمان با مدل معروف راه هشتگانه خود این طبقه بندی را شکیل تر کرد. بعد برای توضیح این فرمول بندی هشت تایی مفهوم کوارک ها را ارائه داد. در آن زمان ساختار پروتون در هاله ای از ابهام بود و وجود ذراتی به نام کوارک در داخل پروتون بعید می نمود. در واقع فیزیکدانان کوارک ها را یک نوع ابزار برای دسته بندی هادرون ها فرض می کردند نه یک سری ذرات بنیادی واقعی.

در سال ۱۹۶۸، در اسلک با تاباندن باریکه ی الکترون بر پروتون معلوم شد که پروتون خود از اجزای سازنده تشکیل شده است:



این کشف به کشف رادرفورد مشابهت دارد.

با توجه به این که برخی از این پراکندگی مقدار بیشتری از انتظار بین پروتون و الکترون انرژی رد و بدل می شد (اصطلاحاً گفته می شود پراکندگی سخت بود.)، به این نتیجه رسیدند که داخل پروتون هم اجزای تشکیل دهنده وجود دارد. فاینمن نام آنها را پارتون نهاد. مدتی طول کشید که جامعه فیزیک هضم کرد که پارتون فاینمن و کوارک گلمان یکی هستند. شاید درست تر باشد بگوییم کوارک هایی که مورد نظر گلمان بودند همان کوارک های ظرفیت بودند اما پارتون هم شامل کوارک ظرفیت و هم شامل کوارک دریا می شود.

وقتی ذره ای با پروتون برهمکنش می کند فرقی بین کوارک های دریا و ظرفیت نمی گذارد تنها اعداد کوانتمی کوارک نظیر بار الکتریکی یا ضریب جفتیدگی ضعیف آن مهم هستند.

با مطالعه پراکندگی الکترون، میون، نوترینو و آنتی نوترینو می توان

توزیع کوارک ها و آنتی کوارک ها را در داخل پروتون به دست آورد.

این اندازه گیری ها نیز تأیید می کنند که

$$\text{تعداد } u - \text{تعداد } \bar{u} = 2$$

$$\text{تعداد } d - \text{تعداد } \bar{d} = 1$$

دقت کنید که چنین اندازه گیری هایی در مورد همه ی هادرون ها نشده. تا جایی که من اطلاع دارم این اندازه گیری تنها در مورد پروتون انجام گرفته است و به طور غیرمستقیم نوترون (یعنی نوترون های موجود در هسته ی دوتریم و هسته ی سنگین تر).

تقارن های مدل استاندارد

همان گونه که احتمالاً شنیده اید مدل استاندارد بر پایه ی تقارن پیمانه ای $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ بنا نهاده شده است. علاوه بر این تقارن، مدل استاندارد ذرات بنیادی تقارن های دیگری هم دارد که در اینجا به برخی از آنها می پردازیم.

طعم لپتونی

واپاشی $\mu \to e\nu\nu$ از سال ۱۹۴۹ شناخته شده بود.

با این حال واپاشی $\mu \to e\gamma$ مشاهده نشد!

مقالات واینبرگ و فاینبرگ را ببینید

نتیجه ν_μ غیر از ν_e است

$$\mu \to \nu_\mu \bar{\nu}_e e$$

برهمکنش ها طعم لپتونی را حفظ می کنند

طعم لپتونی L_e ، L_μ ، L_τ

$$L_e:\quad \begin{matrix} e \to e^{i\alpha} e \\ \nu_e \to e^{i\alpha}\nu_e \end{matrix} \quad \Longleftrightarrow \quad \begin{matrix} \bar{e} \to e^{-i\alpha}\bar{e} \\ \bar{\nu}_e \to e^{-i\alpha}\bar{\nu}_e \end{matrix}$$

$$L_\mu:\quad \begin{matrix} \mu \to e^{i\beta}\mu \\ \nu_\mu \to e^{i\beta}\nu_\mu \end{matrix} \quad \Longleftrightarrow \quad \begin{matrix} \bar{\mu} \to e^{-i\beta}\bar{\mu} \\ \bar{\nu}_\mu \to e^{-i\beta}\bar{\nu}_\mu \end{matrix}$$

$$L_\tau:\quad \begin{matrix} \tau \to e^{i\gamma}\tau \\ \nu_\tau \to e^{i\gamma}\nu_\tau \end{matrix} \quad \Longleftrightarrow \quad \begin{matrix} \bar{\tau} \to e^{-i\gamma}\bar{\tau} \\ \bar{\nu}_\tau \to e^{-i\gamma}\bar{\nu}_\tau \end{matrix}$$

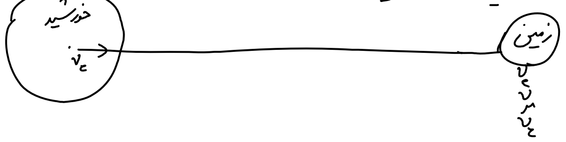
مدل استاندارد "قدیم" تحت تک تک این تقارن ها ناوردا است.

به عبارت دیگر تقارن $U(1)\times U(1)\times U(1)$ دارد.

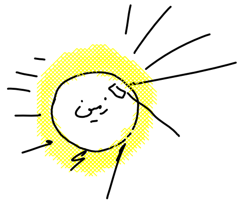
اما امروزه می دانیم طعم لپتونی در طبیعت به علت پدیده ای موسوم

اما امروزه می‌دانیم طعم لپتونی در طبیعت و به علت پدیده‌ای موسوم به نوسان نوترینو بقا ندارد.

نوترینوهای خورشیدی



نوترینوهای جوی



$$\text{پرتو کیهانی} + \text{هسته‌ی جو} \rightarrow \pi^+ \; \pi^- \; \pi^0$$

$$\begin{cases} \pi^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu \\ \mu^+ \longrightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \\ \pi^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- \longrightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \end{cases}$$

$$\frac{\# \; \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\# \; \nu_e} = 2$$

این پیش بینی برای نوترینوهایی که از بالا به آشکارسازی رسند درست است اما مشاهده نشان می‌دهد که این نسبت در مورد نوترینوهایی که از پایین و پس از گذر از زمین به آشکارسازی رسند درست نیست.

این پدیده با جذب نوترینوها نمی‌تواند توضیح داده شود. توضیح درست آن است که بخشی از ν_μ در حین گذر از زمین و در مسیر به ν_τ تبدیل شده است.

از سال ۱۹۹۸ انحراف مشاهده از پیش بینی مدل استاندارد قدیم (بقای طعم لپتونی) مسجل شده است. از سال ۲۰۰۶ ν_τ آشکار شده‌اند $(\nu_\tau + N \rightarrow \tau + jet)$. در نتیجه شکی در درستی توضیح $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ باقی نمانده.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM}^{\text{قدیم}} + \mathcal{L}_m$$

تصحیح کوچک

جرم نوترینوها

$\mathcal{L}_m$، L_e، L_μ، L_τ را نقض می‌کند. اما نمی‌دانیم آیا $L_e + L_\mu + L_\tau$ پایسته است یا خیر!

اگر $\boxed{L_e + L_\mu + L_\tau \equiv \text{عدد لپتونی}}$ پایسته باشد، می‌توان گفت $\mathcal{L}_m$ تقارن طعم $U_e(1) \times U_\mu(1) \times U_\tau(1)$ را به $U_{L_e + L_\mu + L_\tau}(1)$ می‌شکند.

از جلسه‌ی گذشته واپاشی‌های دو تا را به یاد آورید

بقای عدد لپتونی ← $N \longrightarrow N' + e^- + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e$

نقض عدد لپتونی $N \to N' + e^- + e^-$

با فرض بقای L_e، L_μ، L_τ کلاسیک از فرآیندهای زیر مجاز

و کدام غیر مجاز است:

$\pi^- \to \bar{\nu}_\mu \mu^- \quad , \quad \pi^- \to e^- \bar{\nu}_\mu$

$\mu^- + K^+ \to \nu_e e^+ \nu_\mu \tau^- \qquad \pi^- \to e^- \nu_e$

$\mu^- + K^+ \to \nu_e e^+ \nu_\mu$

$\mu^- \to e\gamma \qquad \mu^- + N \to e^- N'$

$\mu^- \to e^- e^+ e^- \qquad \mu^- \to e\gamma\gamma$

کدام یک از فرآیندهای بالا عدد لپتونی را نقض می‌کند؟

درچارچوب مدل استاندارد جدید (مدل استاندارد قدیم به اضافه جرم نوترینو) نسبت انشعاب $\pi^- \to \mu^- \nu_e$ را برآورد کنید.

جواب سرانگشتی من:

$$Br(\pi^- \to \mu^- \nu_e) \sim \left(\frac{m_\nu}{m_{\pi^-}}\right)^2 \sim \left(\frac{0.1\,eV}{139\,MeV}\right)^2 \sim 10^{-18}$$

این تیپ محاسبات سرانگشتی از ضروریات کار تحقیقی هستند.

شما وقت کافی برای محاسبه‌ی دقیق همه اثرها نخواهید داشت

باید بتوانید با این گونه برآوردها اهمیت یا بی‌اهمیتی اثرات گوناگون را برآورد نمایید. اگر برآورد شما نشان داد که اثر با اهمیت است آن گاه بسته به مورد محاسبه‌ی دقیق‌تر انجام می‌دهید.

فرض کنید برآوردها نشان می‌دهند که اثر A خیلی بزرگ‌تر از اثر B است

محاسبه B با دقت بسیار و فراموش کردن A قابل توجیه نیست.

عدد باریونی

عدد باریونی کلیه‌ی کوارک‌ها $= \frac{1}{3}$

〃 〃 〃 پادکوارک‌ها $= -\frac{1}{3}$

$-\frac{1}{3} =$ پادکوارک‌ها ~ ~ ~ ~

$1 = (uud)$ p ~ ~

$1 = (ddu)$ n ~ ~

$0 = (q\bar{q})$ عدد باریونی مزون‌ها

$-1 =$ $\bar{p}$ عدد باریونی

$-1 =$ $\bar{n}$ ~ ~

عدد باریونی (B) در چارچوب مدل استاندارد در حد کلاسیک بقا دارد.

$\cancel{p^+ \to e^+ \nu_e}$

$\cancel{p^+ \to e^+ \gamma}$

$\cancel{p^+ \to \pi^+ \gamma}$

جمع‌بندی:

در چارچوب مدل استاندارد قدیم در حد کلاسیک L_e، L_μ، L_τ و B تقارن‌های بسته هستند $U_\tau(1)\times U_\mu(1)\times U_e(1)\times U_B(1)$

جملات جرمی نوترینوها که باید به مدل استاندارد قدیم اضافه شود

L_e، L_μ و L_τ را می‌شکنند اما می‌دانیم

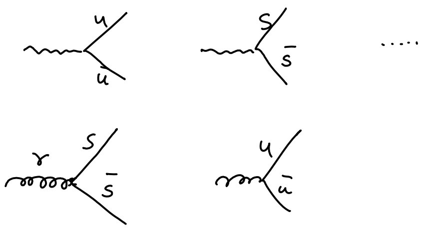
$$L \equiv L_e + L_\mu + L_\tau$$

را باید نگاه دارد یا خیر.

بقای طعم کوارکی

$e\ \nu_e$	$u\ d$
$\mu\ \nu_\mu$	$c\ s$
$\tau\ \nu_\tau$	$t\ b$

برهمکنش قوی و الکترومغناطیس طعم‌های کوارک را با هم مخلوط نمی‌کنند



در غیاب برهمکنش ضعیف می‌توانیم تقارن $U^f(1)$ طعم معرفی کنیم

$$U_u(1)\times U_d(1)\times U_s(1)\times U_c(1)\times \dots \times U_t(1)$$

اگر چنین تقارنی برقرار باشد کدام یک از فرآیندهای زیر مجاز و کدام غیرمجاز هستند

$s + \bar{s} \to d\bar{d}$ $\qquad$ $s + \nu_e \to \nu_e + s$

$n \to p\ e\ \bar{\nu}_e$

(ddu) $\quad$ (uud)

(ddu) (uud)

جواب: همه‌ی این فرایندها مجازهستند بجز $n \to p e \bar{\nu}_e$

به خاطر دارید عمر متوسط n چقدر است؟

$\tau_n \sim 800$ sec

$$\Gamma_{\underset{(udd)}{\Delta^0}} \sim 120 \text{ MeV} \longrightarrow \tau_{\Delta^0} \sim 10^{-23} \text{ sec}$$

$$I(J^P) = \frac{3}{2}\left(\frac{3}{2}^+\right)$$

واپاشی نترون از طریق برهمکنش ضعیف انجام می‌گیرد که تقارن $U(1)^6$

بالا راندازد.

حال واپاشی π^+ و π^0 را در نظر بگیرید:

π^0 $m = 135$ MeV $(\pi^0 \to \gamma\gamma)$

$$\tau_{\pi^0} = (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17} \text{ sec}$$

π^+ $m = 139$ MeV

$$\tau_{\pi^+} = 2.6 \times 10^{-8} \text{ sec} \qquad \pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu$$

نکته در اینجاست که واپاشی π^0 از طریق برهمکنش الکترومغناطیسی

است ولی واپاشی π^+ از طریق برهمکنش ضعیف می‌باشد.

با دیدگاه مدرن

π^+ : $u\bar{d}$

π^0 : $\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$

π^- : $d\bar{u}$

آیا برهمکنش زیر می‌توان صورت گیرد؟

$$p + p \longrightarrow p + p + \pi^0$$

یا مثلاً

$$p + p \longrightarrow p + p\, \pi^+ \pi^- \qquad p + p \to \pi^+ \pi^- \pi^0$$

آیا فرایندهای بالا از طریق برهمکنش قوی و الکترومغناطیس می‌توانند

انجام گیرد؟ فرایند زیر چه طور؟

$$p + p \to p\, \pi^+$$

یادآوری:

$K^+ : u\bar{s}$ $\qquad$ $K^0 = d\bar{s}$ $\qquad$ $K_L = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$

$K^- : \bar{u}s$ $\qquad$ $\bar{K}^0 = \bar{d}s$ $\qquad$ $K_S = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$

آیا برهمکنش زیر مجاز است؟

$$p + p \longrightarrow p + p + K_L$$

این یکی چی؟

$$p + p \longrightarrow p\, p\, K^+ K^-$$

K^+ $\quad m_{K^+} \simeq 500\ \text{MeV} \quad \tau_{K^+} \simeq 10^{-8}\ \text{sec}$

K^0_L $\quad m_K \simeq 500\ \text{MeV} \quad \tau_{K_S} \simeq 10^{-10}\ \text{sec}$

$$\tau_{K_L} \simeq 5 \times 10^{-8}\ \text{sec}$$

$$\Gamma_{\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu} = \frac{G_F^2}{4\pi} F_\pi^2\, m_\mu^2 \left\{ m_\pi \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2 \right\} |V_{ud}|^2$$

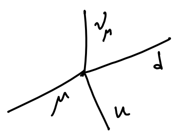
$$\Gamma_{K^+ \to \mu^+ \nu_\mu} = \frac{G_F^2}{4\pi} F_K^2\, m_\mu^2 \left(m_K \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_K^2}\right)^2 \right) |V_{us}|^2$$

Lattice QCD : $\dfrac{F_K}{F_\pi} = 1.198 \pm 0.003^{+0.016}_{-0.005}$

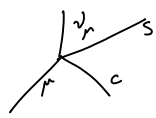
PDG

$$|V_{us}| \simeq \sin\theta_c = 0.22$$

Cabbibo angle

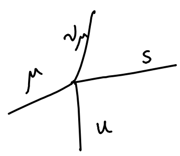


$\cos\theta_c\, G_F$



$\underbrace{\cos\theta_c\, G_F}$

$E > m_c$ انرژی بالا



$\sin\theta_c\, G_F$

درحدّ $\sin\theta_c \to 0$ ، شگفتی هم در انرژی های پایین

بقا دارد.

مرور بسیار بسیار مینیمالیستی بر نظریه‌ی گروه

$U(N)$ $\quad V_{n\times n} \quad VV^\dagger = 1$

$SU(N)$ $\quad VV^\dagger = 1 \quad \text{Det}[V] = 1$

representation = نمایش

Representation means a homomorphism from the group to the automorphism group of an object.

Group Theory for unified model building

ما که نمی‌خواهیم GUT کار کنیم یا flavor symmetry ها

وردیم یا mathematical physics کار کنیم ...

ما همین U(1)، SU(2) و SU(3) و چندتا نمایش ساده شان

کارمون راه می افته، اما باید این دو سه تا را خوب بلد باشیم.

$U(1)$ $\quad e^{i\alpha}$ آبلی

$SU(2)$ و $SU(3)$ غیرآبلی

$SU(2)$

مولدهای گروه

$$U_{2\times 2} = e^{i\sigma_i \cdot \hat{x}_i \theta} \leftarrow$$

$$\sigma_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

$\sigma_i^2 = 1$ $\qquad \hat{x}_i \leftarrow$ بردار یکه ی ستاپی

$$U_{2\times 2} = \cos\theta + i\sin\theta \, \sigma\cdot\hat{x}$$

$$\overbrace{[\sigma_i , \sigma_j] = i f_{ijk}}^{\text{جبر گروه}} \sigma_k$$

ثابت ساختارها

در این مورد

$$f_{ijk} = 2\varepsilon_{ijk}$$

$$[\sigma_1 , \sigma_2] = 2i\sigma_3 \quad \cdots$$

$$\{\sigma_i , \sigma_j\} = 2\delta_{ij}$$

$$e^{i\vec{\sigma}\cdot\vec{\gamma}}$$

$\sigma_1 Y_1 + \sigma_2 Y_2 + \sigma_3 Y_3 = \sigma_+ (Y_1+Y_2) + (Y_1 - Y_2)\sigma_- + \sigma_3 Y_3$

$\sigma_+ = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}$ و $\sigma_- = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}$

مولدهای گروه $\longrightarrow$ σ_+ , σ_- و σ_3

نمایش اصلی

$\psi = \begin{pmatrix} - \\ - \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{تبدیل } SU(2)} U\psi$

$\psi^\dagger \psi$ چه‌گونه تبدیل می‌شود؟

جواب:

$\psi^\dagger \xrightarrow{\text{تبدیل } SU(2)} \psi^\dagger U^\dagger$

$\underbrace{\psi^\dagger \psi \longrightarrow \psi^\dagger \psi}_{\text{ناورداست.}}$

آیا $\psi^T \psi$ هم ناورداست؟

جواب: خیر! $\psi^T \psi \longrightarrow \psi^T U^T U \psi$

و $U^T U \neq 1$

آیا $\psi^\dagger \sigma_1 \psi$ هم ناوردا است؟ جواب خیر

" $\psi^T \sigma_1 \psi$ " " " ؟ جواب خیر

این ترکیب چی: $\psi^T \sigma_2 \psi$ ؟

$\psi \rightarrow U\psi \qquad \chi = i\sigma_2 \psi^*$

$\chi \rightarrow U\chi$

درنتیجه $\psi^T \sigma_2 \psi$ نیز ناورداست.

دقت کنید فرق σ_2 با σ_1 و σ_3 در آن است که σ_2 پادمتقارن است ولی σ_1 و σ_3 متقارن هستند.

آیا می‌دانید $SU(2)$ کجاها در فیزیک ذرات ظاهر می‌شود!؟

$U(1) \times SU(2) \times SU(3)$

isospin $\quad SU(2)$

دوران $\quad [J_x, J_y] = iJ_z$

اسپینور $\quad J_x = \frac{\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}}{2} \qquad J_i = \frac{\sigma_i}{2}$

جمع اسپین‌ها $\quad l+l' \ldots \quad |l-l'|$

اسپین $\frac{1}{2}$ $\quad |\uparrow\rangle \quad |\downarrow\rangle$

$|0\rangle = \frac{|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}} \qquad (J_i^{(1)} + J_i^{(2)})|0\rangle = 0$

اسپین ۱

$$\begin{cases} |\uparrow\uparrow\rangle = |1,1\rangle \\ \dfrac{|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}} = |1,0\rangle \\ |\downarrow\downarrow\rangle = |1,-1\rangle \end{cases}$$

همین جمع اسپین برای رفتن به نمایش‌های بالاتر را درمورد گروه‌های $SU(2)$ دیگر هم می‌توان اعمال کرد.

یک گروه $SU(2)$ کلی را درنظر بگیرید که دو دوتایی $\psi_2\begin{pmatrix}A\\B\end{pmatrix}$ و $\psi'=\begin{pmatrix}A'\\B'\end{pmatrix}$ دونمایش‌های اصلی آن هستند:

$$\psi \longrightarrow \underset{SU(2)}{U}\psi \qquad \psi =$$

$$\psi' \longrightarrow U'\psi'$$

برحسب ماتریس‌های پایه می‌توان نوشت

$$\psi = A|\uparrow\rangle + B|\downarrow\rangle$$

$$\psi' = A'|\uparrow\rangle + B'|\downarrow\rangle$$

و همانند جمع اسپین نمایش های بالاتر را به دست آورد.

حال پایه‌ی $\psi\otimes\psi'$ را درنظر بگیرید:

$$|\uparrow\uparrow\rangle,\ |\downarrow\uparrow\rangle,\ |\downarrow\downarrow\rangle,\ |\uparrow\downarrow\rangle$$

ماتریس زیر را تعریف می‌کنیم

$$\Sigma_i = 1\otimes\frac{\sigma_i}{2} + \frac{\sigma_i}{2}\otimes 1$$

Σ_i هم همان جبر را ارضا می‌کنند:

$$[\Sigma_i, \Sigma_j] = i\epsilon_{ijk}\Sigma_k$$

$$\Sigma^2 = \Sigma_1^2 + \Sigma_2^2 + \Sigma_3^2$$

$$\begin{cases} \Sigma^2|0\rangle = 0 \\ \Sigma_3|0\rangle = 0 \end{cases}$$

$$\Sigma^2|1,m\rangle = ??$$

$$\Sigma_z|1,m\rangle = ??$$

ایزواسپین

جرم u و جرم d ؟؟

QCD

جرم π ؟

اگر از جرم‌های کوارک‌ها، برهمکنش‌های الکترومغناطیس و ضعیف صرفنظر کنیم تقارن $SU(2)$ خواهیم داشت که به آن ایزواسپین می‌گویند که تحت آن

$$\begin{pmatrix}u\\d\end{pmatrix} \longrightarrow U\begin{pmatrix}u\\d\end{pmatrix}$$

ویژه حالت های هامیلتونی (یعنی همان ٤ درون ها) باید ویژه حالت ایزواسپین هم باشند

$$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \qquad \begin{matrix} (uud) \\ (ddu) \end{matrix}$$

$m_p = ?$ $\qquad$ $m_n - m_p = ?$

$m_n = ?$

مزون ها $\quad q\bar{q}$

$m_{\pi^+} = ?$ $\qquad$ $m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = ?$

$m_{\pi^0} = ?$

$u\bar{d}$ $\quad$ چرا منفی؟

$\dfrac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$ $\qquad$ حالت ایزواسپین ۱

$d\bar{u}$ $\qquad$ $I^G(J^{PC}) = 1^G(1^{-C})$

* انرژی بستگی ناشی از برهمکنش الکترومغناطیسی را برای p ، n و $\pi^{\pm}$ و π^0 تخمین بزنید. آیا می‌توانید اختلاف جرم‌ها را به این ترتیب توضیح دهید؟ (اندازه ٤ درون ها را از مقالات و ... پیدا کنید.)

$\eta \qquad \dfrac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}}$ $\qquad$ ایزواسپین = 0

بحث پاریته

پاریته‌ی ذاتی

میدان اسکالر

$$\varphi(\vec{x},t) \xrightarrow{\text{پاریته}} \eta_\varphi \, \varphi(-\vec{x},t)$$

میدان برداری

$$(V_0, \vec{V}) \xrightarrow{\text{پاریته}} \eta_V \, (V_0, -\vec{V})$$

برای بردار محوری یا pseudo vector $\eta_V = -1$.

میدان فرمیون

$$\psi \to \eta_\psi \gamma^0 \psi$$

$$\gamma^0 = \begin{bmatrix} 0_{2\times2} & \mathbb{1}_{2\times2} \\ \mathbb{1}_{2\times2} & 0_{2\times2} \end{bmatrix}$$

به این η ها پاریته‌ی ذاتی می‌گویند.

سیستم دوذره ای را در نظر بگیرید که تکانه‌ی زاویه‌ای l
دارند. پاریته‌ی کل آنها برابر است با $(-1)^l$ ضرب در
حاصلضرب پاریته های ذاتی ذرات.
تا وقتی برهمکنش ضعیف وارد ماجرا نشود این حاصلضرب
باید برای سمت چپ و راست هر فرآیند

$$A + B + \cdots \longrightarrow L + M + N + \cdots$$

برابر باشد.

حال چگونه پاریته‌ی ذاتی ذرات را تعیین کنیم.

(مرجع فصل ۳ واینبرگ)

دقت کنید که چون B، L و Q بقا دارند، ما این
آزادی را داریم که مجدداً پاریته را به صورت زیر باز تعریف کنیم

$$\mathbb{P} = \mathbb{P}' e^{i(\alpha Q + \beta L + \gamma B)}$$

α، β و γ را طوری برمی‌گزینیم که p و n و e
همگی پاریته‌ی $+$ داشته باشند. بعد از این انتخاب
آزادی نسبت دادن پاریته‌ی ذاتی از ما گرفته می‌شود.
پاریته ذاتی ذرات دیگر از آزمایش بدست می‌آید.

پاریته‌ی μ چیست؟ از کجا می‌آید؟
پاریته‌ی π چیست؟ " " " ؟

حالت اتمی s

$$D\pi^- \longrightarrow nn$$

$$\mathbb{P}^2 = 1$$

حالت اولیه: $l = 0$، $S_{\pi^-} = 0$، $S_D = 1$

حالت نهایی: $l = 1$، $s = 1$

$\cancel{l=1, s=0}$, $\cancel{l=0, s=1}$, $\cancel{l=2, s=1}$

$$\eta_D \eta_{\pi^-} = -\eta_n^2$$

$$\eta_D = \eta_n^2 \Rightarrow \quad \eta_{\pi^-} = -1$$

pseudo scalar

من درست می‌گم یا واینبرگ؟ ص ۱۳۴ و ص ۱۲۵ و ص ۱۲۶

واینبرگ جلد 1 را بخوانید.

نمایش Adjoint و مولدها

SU(N)

$$U = e^{i\vec{X}_n \cdot \vec{J}_n}$$

یکانی

$\vec{J}_n \rightarrow$ هرمیتی

$$Det[U] = 1 \longrightarrow Tr[\vec{J}_n] = 0$$

تعداد مولدها ، $n^2 - 1$

تعداد مولدها مستقل از نمایش گروه است .

$SU(2)$: $\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 1 & \\ & -1 \end{bmatrix}$

$SU(3)$: $\begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$

$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$

$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{bmatrix}$ $\lambda_8 = \frac{1}{n}\begin{bmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{bmatrix}$

$$Tr[\lambda_8^2] = Tr[\lambda_i^2] \longrightarrow n$$

تقارن $SU(3)$ رنگ

$g \quad b \quad r$

q_{i}

اندیس رنگ

$SU(3)$

$$q_i \longrightarrow (U_{3\times3})_{ij}\, q_j$$
$$\bar{q}_i \longrightarrow (U^{+}_{3\times3})_{ij}\, \bar{q}_i$$

$(\bar{q})_i\, q_j\, \delta_{ij} \longleftarrow$ ناوردا Singlet

$$\varepsilon_{ijk}\, U_{ii'}\, U_{jj'}\, U_{kk'} = ?$$

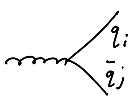
جواب : $\varepsilon_{i'j'k'}$

دترمینان

$\varepsilon_{ijk}\, q_i q_j q_k \leftarrow$ ناوردا

$\bar{q}_i q_i \leftarrow$ مزون

$\varepsilon_{ijk}\, q_i q_j q_k \leftarrow$ باریون



$(\lambda^n)_{ij}\, q_i\, \bar{q}_j \leftarrow$ 8 تایی

کوارک های ظرفیت کشتایی به وجود آورند اما کوارک های دریا

هشت تایی.

$$3 \times \bar{3} = 8 \oplus 1$$

$$3 \times 3 = \bar{3}^* \oplus 6$$

برای همین که درون به شکل qq نداریم

پنتاکوارک $qqq \quad qqqq\bar{q}$
تتراکوارک $qq \quad q\bar{q}q\bar{q}$
glueball ggg

Adjoint نمایش

$$[J_i , J_j] = i f_{ijk} J_k \qquad i \in \{1, \dots, n^2-1\}$$

$$(A_j)_{ik} = f_{ijk}$$

$$[A_i , A_j] = i f_{ijk} A_k$$

$(n^2-1)\times(n^2-1)$ نمایش

$$A_k \quad \begin{bmatrix} - \\ - \\ - \\ - \\ - \\ - \end{bmatrix} \Bigg\} n^2-1$$

مثلاً درمورد SU(2) نمایش سه تایی می‌شه که به آن
نمایش triplet می‌گویند

کلک می‌زنیم و آن ماتریس ستونی (n^2-1)تایی را به صورت
یک ماتریس هرمیتی بدون ردِ $\underset{(n\times n)}{\times}$ نمایش می‌دهیم

$$Y_i \; J_i$$

درمورد SU(2)

$$Z = \begin{bmatrix} A & B \\ B^* & -A \end{bmatrix}$$

$$Z \xrightarrow{\text{تحت } SU(2)} U Z U^{+}$$

$$Tr[Z_1 Z_2] \longrightarrow \text{ناوردا}$$

نمایش دوتایی → ψ_1, ψ_2

$\psi_2^+ \, Z \, \psi_1 \longrightarrow$ ناوردا

اگر بتوانیم از جرم s صرف‌نظر بکنیم و برهمکنش الکترومغناطیسی را هم کنار بگذاریم تقارن $SU(3)$ طعم خواهیم داشت

$$U\begin{pmatrix}u\\d\\s\end{pmatrix}$$

البته این تقارن با جرم s شکسته است و تقارن خوبی نیست.

با این همه برای طبقه‌بندی هادرون‌ها مورد استفاده قرار گرفت.

چگونه فهمیدند کوارک‌ها سه رنگ هستند

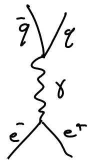
داستان Δ^{++}

$$|\Delta^{++}, J_3 = \tfrac{3}{2}\rangle = |u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow\rangle$$

$\cancel{L=0} \longleftrightarrow$ magnetic moment

گرینبرگ در سال ۱۹٦٤ رنگ را پیشنهاد کرد

$$\sigma(e^+e^- \to \text{hadrons}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c \sum_{i=1}^{N_f} Q_f^2$$



$N_c = 3$

$$\frac{Br(W^+ \to e^+\nu_e)}{Br(W^+ \to u\bar{d})} \simeq \frac{1}{3}$$

آشنایی بیشتر با هادرون‌ها

$\pi^+ \; \pi^- \; \pi^0$ $\quad m \simeq 130$ MeV $\quad I^G(J^P) = 1^G(0^-)$

$K^+ \; K^-$ $\quad m \simeq 500$ MeV

$K_L \; K_S$ $\quad S \neq 0$ $\quad I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-)$

$\rho^0 \; \rho^\pm$ $\quad I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{--})$

Full width $\quad \Gamma = 149$ MeV

$\rho \longrightarrow \pi\pi$

$*$ در برهمکنشی که منجر به واپاشی ρ به $\pi\pi$ می‌شود از جنس ضعیف است یا قوی و یا الکترومغناطیس؟

* با فرض این که ایزواسپین در این واپاشی بقا دارد تعیین کنید

ρ^0 و ρ^+ ترکیبی از π^+ ، π^- و π^0 وای باشند

$$\rho^+ \Rightarrow \frac{|\pi^+\pi^0\rangle - |\pi^0\pi^+\rangle}{\sqrt{2}} \quad \Big| \quad \rho^0 \to \frac{|\pi^+\pi^-\rangle - |\pi^-\pi^+\rangle}{\sqrt{2}}$$

آیا می‌توان با مشاهده تشخیص داد که ترکیب این گونه است

نه $\frac{|\pi^+\pi^0\rangle + |\pi^0\pi^+\rangle}{\sqrt{2}}$ ؟

حدس من:

طول همدوسی

$$\frac{1}{\Delta E} \sim \frac{1}{m_{\pi^+} - m_{\pi^0}} \sim 10^{-22}\ sec$$

غیرنسبیتی ←

$$c \times \frac{1}{\Delta E} \sim 10^{-19}\ m$$

دقت کنید که نتیجه آن است که

ρ^0 به $\pi^+\pi^-$ واپاشی می‌کند

نه به $\pi^0\pi^0$!

$\eta \qquad m = 547 \qquad I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$

$\eta' \qquad m = 957 \qquad I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$

باریون‌ها

$p,\ n$

$\Sigma^0 \quad \Sigma^\pm$

$\Sigma^+ = uus \qquad \underbrace{\Sigma^0 = uds}_{|uds\rangle + |dus\rangle} \qquad \Sigma^- = dds$

$I(J^P) = 1\left(\frac{1}{2}^+\right)$

$m_{\Sigma^+} = 1189\ MeV \qquad \tau = 8 \times 10^{-11}\ sec$

$m_{\Sigma^0} = 1192\ MeV \qquad \tau = 7 \times 10^{-20}\ sec$

$\Sigma^0 \to \Lambda^0 \gamma$

$\Lambda^0 \quad uds \qquad I(J^P) = 0\left(\frac{1}{2}^+\right)$

$|uds\rangle - |dus\rangle$

$\Xi^- \quad dss \qquad I(J^P) = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$

$\Xi^0 = uss$

مزون‌های سنگین‌تر

$J/\psi \qquad c\bar{c} \qquad I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{--})$

$\eta_c \qquad I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$

$D^\pm,\ D^0,\ \bar{D}^0 \qquad I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-)$

$D^+ = c\bar{d}$

$D^0 = c\bar{u}$

$\bar{D}^0 = \bar{c}u$

$D^- = \bar{c}d$

$D^- = \bar{c}d$

$D_s^+ = c\bar{s}$

$D_s^- = \bar{c}s$

$I(J^P) = 0(0^-)$

$\left\{\begin{array}{lll} \Upsilon & b\bar{b} & \text{bottonium} \\ \psi & c\bar{c} & \text{charmonium} \end{array}\right\}$ quarkonium

در PDG ← ذره (عدد -)

جرم برحسب MeV

$B^+ = u\bar{b}$ $B^0 = d\bar{b}$ $\bar{B}^0 = \bar{d}b$ $B^- = \bar{u}b$

$B_s = s\bar{b}$ $\bar{B}^0_s = \bar{s}b$

$B_c^+ = c\bar{b}$ $B_c^- = \bar{c}b$

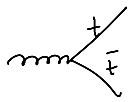
B - factory

B - physics

باریون های حاوی کوارک ی سنگین (طعم) داریم.

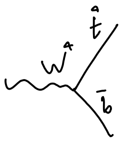
t - quark

$t \to Wq$



Tevatron

Single top production



کوارک گلوئون پلاسما

RHIC Au

LHC Pb

رابطه پاریته ی ذره و پاد ذره

فرمیون

$$\psi = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s \left(a_{sp}\, u^s(p)\, e^{-ip\cdot x} + a^{c\dagger}_{sp}\, v^s(p)\, e^{ip\cdot x} \right)$$

$$P\, a_p^s\, P = \eta\, a^s_{-p} \qquad P\, a^c_{s\vec{p}}\, P = \eta^c\, a^c_{s,-\vec{p}}$$

$$P\psi P = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s \Big(\eta_a\, a_{s,-\vec{p}}\, u^s(p)\, e^{-ip\cdot x}$$

$$+ (\eta^c)^*\, a^{c\dagger}_{s,-\vec{p}}\, v^s(p)\, e^{ip\cdot x} \Big)$$

$$\tilde{p} = (p^0, -\vec{p}) \qquad p\cdot x = \tilde{p}\cdot(t, -x)$$

$$\sigma^\mu = (1, \vec{\sigma})$$

$$\tilde{p}\cdot\sigma = p\cdot\bar{\sigma} \qquad \tilde{p}\cdot\bar{\sigma} = p\cdot\sigma$$

$$u(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{p\cdot\sigma}\,\xi \\ \sqrt{p\cdot\bar{\sigma}}\,\xi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\tilde{p}\cdot\bar{\sigma}}\,\xi \\ \sqrt{\tilde{p}\cdot\sigma}\,\xi \end{pmatrix} = \gamma^0 u(\tilde{p})$$

$$v(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{p\cdot\sigma}\,\xi \\ -\sqrt{p\cdot\bar{\sigma}}\,\xi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\tilde{p}\cdot\bar{\sigma}}\,\xi \\ -\sqrt{\tilde{p}\cdot\sigma}\,\xi \end{pmatrix} = -\gamma^0 v(\tilde{p})$$

$$P\psi(x)P = \int \frac{d^3\tilde{p}}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\tilde{p}}}} \sum_s \Big(\eta\, a_{\tilde{p}}\, \gamma^0 u^s(\tilde{p})$$

$$e^{-i\tilde{p}(t,-x)} - (\eta^c)^*\, a^{c\dagger}_{s,\tilde{p}}\, \gamma^0 v(\tilde{p})\, e^{i\tilde{p}\cdot(t,-x)}$$

$$\eta\,\eta^{c*} = -1 \qquad P\psi(t,\vec{x})P = \eta\,\gamma^0\psi(t,-\vec{x})$$

نتیجه‌ی اخلاقی :

پاریته‌ی فرمیون و پادفرمیون مخالف هم است .

این مخالفت فقط در مورد فرمیون هاست .

پاریته‌ی الکترون = - پاریته‌ی پوزیترون

پاریته‌ی π^+ = پاریته‌ی π^-

پاریته‌ی $q\,\bar{q}$

$$-(-1)^l$$

$$\int \chi(p,s,p',s')\, a^\dagger_{s,p}(p)\, a^{c\dagger}_{s',q}(p)\, |0\rangle\, d^3p\, d^3p'$$

$$|\bar{q}q'\rangle = \int \chi(p,s,p',s')\, a^{\dagger}_{s,q'}(p)\, a^{c\dagger}_{s',q}(p')\, |0\rangle\, d^3p\, d^3p'$$

$$P\,|\bar{q}q'\rangle = \eta^{*}_{s,q'}\, \eta^{c*}_{s,q} \int \underbrace{\chi(+\vec{p},s,+\vec{p}',s')}_{(-1)^{l}\,\chi(-\vec{p},s,-\vec{p}',s')}$$

$$a^{\dagger}_{s,q'}(-\vec{p})\; a^{c\dagger}_{s',q}(-\vec{p}')\; |0\rangle\, d^3p\, d^3p'$$

تغییر متغیرهای نخودی

$$= (-1)^{l}\, \eta\, \eta^{*}_{c}\; |\bar{q}q'\rangle$$

$$\left.\begin{matrix}\pi^{+}\\ \pi^{-}\\ \pi^{0}\end{matrix}\right\} \quad l=0 \qquad \text{پاریته} = -1$$

Positranium

$e^- e^+$

جرم کاهیده

$$E_n = -\frac{R_y}{n^2} \qquad R_y = \frac{\alpha^2 \mu c^2}{2}$$

n = principal quantum numbers = عدد کوانتمی اصلی

اسپین → $S=1$ singlet, $S=3$ triplet

نماد گذاری

$$n^{S}L_{J}$$

تکانه زاویه‌ای کل

حالت مداری

S, P, D

$e^- e^+$

آیا اتم پزیترنیم می‌تواند کاندیدای خوبی برای ماده‌ی تاریک باشد؟

$$\left\{\begin{matrix} 1^3S_1 & \underbrace{\text{ortho - positronium}}_{OP} & \text{triplet} \\ 1^1S_0 & \underbrace{\text{para - positronium}}_{PP} & \text{singlet}\end{matrix}\right.$$

$$\left.\begin{matrix}\boxed{PP \to \gamma\gamma} \\ \pi^0 \to \gamma\gamma\end{matrix}\right\} \quad l=1$$

حالت نهایی

همیوغی بار

$$C a_{p,s} C = a^{c}_{p,s} \qquad C a^{c}_{p,s} C = a_{p,s}$$

$$C\psi(x)C = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s \left(-i\gamma^2 a^{c} (v^{s}(p))^{*}\, e^{-ip\cdot x}\right.$$

$$-i\gamma^2 a_p^{s\dagger}(u^s(p))^* e^{ip\cdot x} = -i(\bar{\Psi}\gamma^0\gamma^2)^T$$

$$\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma^0$$

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0_{2\times2} & \mathbb{1}_{2\times2} \\ \mathbb{1}_{2\times2} & 0_{2\times2} \end{pmatrix} \qquad \gamma^i = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{bmatrix}$$

$$C\bar{\Psi}C = (-i\gamma^0\gamma^2\Psi)^T$$

سیستم دوذره‌ای فرمیون_پادفرمیون (در دستگاه مرکز جرمشان)

$$|\bar{q}q\rangle = \int d^3p\, d^3p'\, \chi(p,s;p',s')\, a^\dagger_{p,s}\, a^{c\dagger}_{p',s'}|0\rangle$$

$$C|\bar{q}q\rangle = \int d^3p\, d^3p'\, \chi(p,s;p',s')\, a^{c\dagger}_{p,s}\, a^\dagger_{p',s'}|0\rangle$$

$$= -\int d^3p\, d^3p'\, \chi(p,s;p',s')\, a^\dagger_{p',s'}\, a^{c\dagger}_{p,s}|0\rangle$$

$$= -\int d^3p\, d^3p'(-1)^l\, \chi(p',s;p,s')\, a^\dagger_{p,s'}\, a^{c\dagger}_{p,s}|0\rangle$$

$$\begin{cases} -(-1)^l|\bar{q}q\rangle & \text{triplet} \\ +(-1)^l|\bar{q}q\rangle & \text{singlet} \end{cases}$$

درقدم آخر ازاین استفاده کرده‌ام که اگر جمع اسپین صفر باشد $\chi(p,s;p',s')$ تحت $s \leftrightarrow s'$ پادمتقارن و اگر جمع اسپین‌ها یک باشد متقارن است.

$$\varphi = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{1}{\sqrt{2E_p}}\left(a_p e^{ip\cdot x} + a_p^{c\dagger} e^{-ip\cdot x}\right)$$

$$C a_p C = a_p^c \qquad C a_p^c C = a_p$$

$$C\varphi C = \varphi^\dagger$$

$\Phi \rightarrow$ میدان اسکالر، فرمیون

برداری و...

$$C\Phi C = \dots \Phi^*$$

$$C\Phi C = \eta_c \dots \Phi^*$$

[illegible]

$$\Phi \rightarrow \eta_c^{-\frac{1}{2}}\Phi \qquad \Phi^* \rightarrow \eta_c^{\frac{1}{2}}\Phi^*$$

اگر ذره و پادذره یکی باشند η_c معنادار است.

$$\varphi = \frac{\varphi_1 + i\varphi_2}{\sqrt{2}} \xrightarrow{\ C\ } \varphi = \frac{\varphi_1 - i\varphi_2}{\sqrt{2}}$$

Complex field

CP-even

CP-odd

$$H^{\circ} = \frac{h + iA}{\sqrt{2}}$$

در SUSY

$$\underset{\text{photon field}}{A^{\mu}} \xrightarrow[\text{Charge Conjugate}]{C} -A^{\mu}$$

$$A^{\mu}\,\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi \rightarrow$$

هم تحت C و هم تحت P

این جمله لاگرانژی تقارن دارد.

singlet spin

$$\pi^{\circ} \longrightarrow \gamma\gamma \ ?$$

$$\gamma\gamma\gamma \ ?$$

$$C:\ (-1)^{0} = 1$$

$$Br(\pi^{\circ} \rightarrow \gamma\gamma) = 99\% \qquad \tau = 8\times 10^{-17}\ \text{sec}$$

three body suppresion $\frac{\alpha}{4\pi} \sim 10^{-3}$

$$Br(\pi^{\circ} \rightarrow \gamma\gamma\gamma) < 3\times 10^{-8}$$

$$\text{PP}:\ e^{-}e^{+} \rightarrow \gamma\gamma \qquad \tau \sim 10^{-10}\ \text{sec}$$

$$\text{OP}:\ e^{-}e^{+} \rightarrow \gamma\gamma\gamma \qquad \tau = 10^{-7}\ \text{sec}$$

PDG

$$\gamma \xrightarrow{\ C\ } -\gamma$$

$$g \xrightarrow{\ C\ } ??$$